

TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI DOLGOZAT

Bolygótörmelék spektrális jelei fehér törpecsillagok körül

Szerző: Fröhlich Viktória

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar,
Csillagászat MSc I.



Témavezető: Regály Zsolt, Ph.D.

Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont
Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Budapest, 2023. december 14.

Kivonat

Az utóbbi évtizedekben robbanásszerű fejlődésen ment keresztül az exobolygók kutatása: mára több ezer exobolygó-rendszert ismerünk távoli, többségében főszorozati csillagok körül. Érdekes módon a kutatók több, fehér törpecsillag körül keringő planétát is felfedeztek. Ezen rendszerekben közös, hogy a fehér törpék légkörében nehéz elemek abszorpciós vonalait is megfigyelhetjük (azaz légkörük fémszennyezett), a bolygó mellett pedig por- illetve gázkorong is jelen van. Jelenleg több tucat ilyen, fémszennyezett légkörű por- és gázkoronggal rendelkező fehér törpét ismerünk. A gázkorongokban keletkező Ca II emissziós triplet vonalprofiljai jelentős aszimmetriát mutatnak, ami a korongok excentrikusságára utal. A mai napig nem született olyan, az észlelésekkel konzisztens modell, amely az aszimmetriát és a csillag légkörének fémszennyezett jellegét egyszerre, hosszú időskálán tudná magyarázni. Jelen kutatás célja egy ilyen modell megalkotása hidrodinamikai szimulációk és szintetikus vonalprofil-számítások segítségével.

Dolgozatomban a fémszennyezett fehér törpék körüli gázkorongok kialakulását és hosszútávú fejlődését tanulmányoztam. A korongok egy excentrikus pályán a csillag Roche-határa alá kerülő, széteső bolygó anyagából jönnek létre. Első lépésben 3-6 éves időskálán követtem nyomon a korongok fejlődését a GFARGO2 kétdimenziós, rácsháló-alapú hidrodinamikai szoftvert felhasználva. A hidrodinamikai szimulációk eredményei alapján kiszámítottam a Ca II emissziós vonalprofilját. Ehhez saját radiatív transzfer kódot írtam Python 3 nyelven. A vonalprofilok kiszámításakor irodalomban elsőként vettem figyelembe a hidrodinamikai szimulációk eredményeképp kapott aszimmetrikus sebességteret.

Az eredmények rámutatnak arra, hogy egy, a fehér törpe rendszerében széteső bolygó, amennyiben pályája excentrikus, előidézheti a korongképződést, a fehér törpékben megfigyelt anomális fémséget, illetve a Ca II-triplet aszimmetrikus vonalprofilját. Megmutattam továbbá, hogy a fehér törpék fémszennyezett jellegét és a Ca II-triplet aszimmetria évtizedes fennállását akkor lehet az észlelésekkel konzisztens módon, egyidejűleg magyarázni, amennyiben a korongok viszkozitása alacsony, és a bolygó szétesése legalább több évtizedes időskálán történik. Vizsgálataim során a korongok precessziós periódusát is kiszámítottam. Az észlelések által kimutatott periodikus, évtizedes időskálájú csúcs-cserét magyarázó korongprecessziót geometriailag vékony korongmodellek képesek reprodukálni.

Dolgozatomban elsőként a jelenséggel kapcsolatos tudományos irodalom alapos áttekintését olvashatjuk. Az azt követező fejezetben részletesen bemutatom a hidrodinamikai, illetve radiatív transzfer modelleket, illetve vázolom a korongképződés folyamatát. A vizsgált paraméterter ismertetése után a különböző paraméterek hatására egy-egy külön fejezetben térek ki. Ezt követően az eredményeimet összevetem az eddigi megfigyelésekkel, valamint vázolom a modell továbbfejlesztésének lehetőségeit. A dolgozat záró fejezetében az eredmények összefoglalása olvasható.

TARTALOMJEGYZÉK

1. Irodalmi áttekintés	3
1.1. Fémzennyezett fehér törpék	3
1.2. Bolygók fehér törpék körül	5
1.3. Por- és gázkorongok	6
1.4. Ca II-triplet emisszió	7
2. Numerikus módszerek	9
2.1. Hidrodinamikai szimulációk	9
2.2. Sugárzási transzfer modell	11
2.3. Vizsgált paraméterter	15
3. Eredmények	19
3.1. Korongképződés	19
3.2. Aszimmetrikus Ca II vonalprofil keletkezése	20
3.3. Hőmérséklet-profilok	22
3.4. Excentricitás és precesszió	24
3.5. A bolygó szétesési üteme	25
3.6. A korongok viszkozitása	27
3.7. A korongok geometriája	30
4. Diskusszió	32
4.1. Észlelések és modellek	32
4.2. A modell korlátai	37
4.3. További kutatási tervek	38
5. Konklúziók	39
Köszönetnyilvánítás	41
Függelék: Saját eredmények	42
Irodalomjegyzék	43

1. IRODALMI ÁTTEKINTÉS

A csillagok magjában élettartamuk jelentős részében hidrogén fúziója zajlik, mely folyamat végén hélium keletkezik. Idővel ez a hélium szénné és oxigénné, majd nehezebb elemekké alakul. A Nap tömegének nyolcszorosánál kisebb tömegű csillagok esetében azonban a fúziós folyamatok a szén elégetése után befejeződnek. Ezek a csillagok életük végén ledobják külső rétegeiket, és egy sűrű szén- és oxigénmagot, valamint egy táguló planetáris ködöt hagynak maguk után. A csillagmaradvány hőmérséklete gyorsan emelkedik, miközben zsugorodik. Anyaga degenerált állapotba kerül, miközben a nyomás függetlenné válik a hőmérséklettől. Az újonnan beállt hidrosztatikai egyensúlyban a gravitációnak az elektronok degenerációs nyomása tart ellent. Az így kialakult csillagmaradványokat fehér törpéknek nevezzük.

Egy fehér törpe átlagos tömege 0,6-0,65 naptömeg között mozog, sugara a Földével összemérhető (Liebert és mtsai., 2005; Tremblay és mtsai., 2013). Ennek a végső tömegnek egy A-F színképtípusú, nagyjából 1,5-2,5 naptömegű szülőcsillag felel meg (Casewell és mtsai., 2009; Koester és mtsai., 2014). Energiatermelés hiányában a fehér törpék kialakulásuktól fogva folyamatosan hűlnek, amíg egyensúlyba nem kerülnek a kozmikus háttérsugárzás mindenkorai hőmérsékletével. Ez a folyamat azonban legalább 10^{15} évet vesz igénybe (Barrow & Tipler, 1986).

1.1. FÉMSZENNYEZETT FEHÉR TÖRPÉK

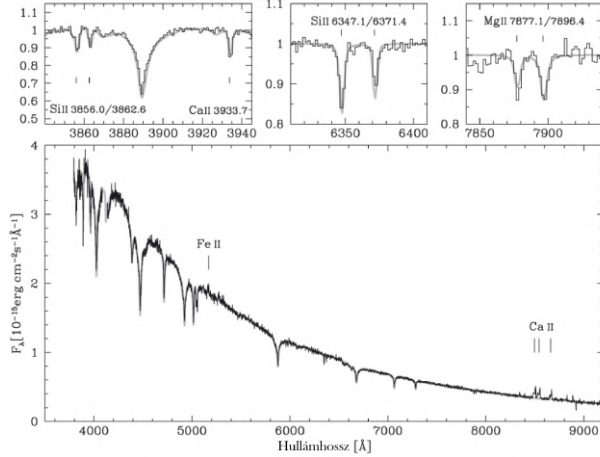
A fehér törpék felszínén a gravitációs gyorsulás jelentős, ezért bennük az anyag differenciálódott. E szerint a nehezebb elemek a csillag középpontjába süllyednek, míg a könnyebb elemek a felszín közelében maradnak. Az alapján, hogy a légkör hidrogénben vagy héliumban gazdag, megkülönböztetünk DA és DB típusú fehér törpéket, ahol a D be-

tű az anyag degeneráltságát jelöli. A különböző elemek (pl. C, N, O, Mg, Ca, Fe) ülepedési ideje néhány nap és 10^3 év között mozog a DA, illetve $10^{5,5} - 10^6$ év között a DB típusú csillagok esetén¹ (Paquette és mtsai., 1986; Metzger és mtsai., 2012). Összességében tehát a fehér törpék légkörében döntő többségben hidrogén és hélium található, nehezebb elemek nyomai pedig nem figyelhetők meg.

Vannak azonban olyan fehér törpecsillagok, melyek spektrumában fémek abszorpciós vonalai fedezhetők fel. Az ilyen, fémszennyezett légkörű fehér törpéket DZ jelöléssel illetjük. Az első DZ típusú fehér törpét van Maanen (1917) fedezte fel. Azóta a legkülönbözőbb elemeket sikerült kimutatni több mint ötven DZ fehér törpe légkörében, úgy mint: O, Na, Mg, Al, Si, P, Ca, Fe, Co, és Ni (többek közt Gänsicke és mtsai., 2006, összefoglalóért lásd Veras és mtsai., 2016 tanulmányát). Egy fémszennyezett fehér törpe spektrumára az 1 ábrán láthatunk példát.

A gyors gravitációs ülepedés miatt a fehér törpék csupán néhány százaléka mutathatna fémes jelleget (Fontaine & Michaud, 1979; Paquette és mtsai., 1986). Ezt elsősorban azon csillagok esetén várnánk, melyek kora nem haladja meg a leghosszabb ülepedési időt, azaz a néhány millió évet. Ennek ellenére a galaktikus fehér törpecsillagok 25-50%-ának spektrumában megfigyelhetünk fémes abszorpciós vonalakat (Zuckerman és mtsai., 2003; Koester és mtsai., 2014). Az eddigi megfigyelések alapján ezen DZ fehér törpék hőmérséklete 5000 K és 23000 K között mozog (Hollands és mtsai., 2017; Koester és mtsai., 2014). Hűlési idejük (azaz a csillagok kora, a fehér törpévé válásuk óta eltelt idő) így 40 millió - 2

¹Minél mélyebben van a konvekciós zóna alja egy fehér törpében, annál hosszabb az ülepedés időskálája. Adott tömeg és effektív hőmérséklet mellett pedig a DB fehér törpék konvekciós zónája jelentősen vastagabb, mint DA társaiké (Paquette és mtsai., 1986). Ez okozza tehát a jelentős különbséget a két típusban az ülepedési idők között.



1. ábra. Az SDSS 0845+2257, egy fémekkel szennyezett légkörű fehér törpe spektruma, kiemelve néhány ion abszorpciós vonalait, illetve a Ca II emissziós tripletet (a Ca II emissziós vonal később nagy jelentőségű lesz, lásd az 1.3. és 1.4. fejezeteket). Forrás: Gänsicke és mtsai., 2008.

milliárd évre tehető. Ezekhez a hűlési időkhöz képest a fentebb említett ülepedési idők csekélyek, a legtöbb esetben a két időskála között nagyságrendbeli különbség van. A megfigyelt DZ fehér törpék tehát kellően idősök ahhoz, hogy minden hidrogénnél és héliumnál nehezebb anyag eltűnjön a fotoszférájukból. Ezzel szemben mégis fémes abszorpciós vonalakat figyelhetünk meg spektrumukban. Mivel a megfigyelt szennyezett légkörű fehér törpék kora az ülepedési idők sokszorosa, kijelenthető, hogy a szennyezést okozó anyag külső forrásból, akkréció segítségével került a csillagra (Koester, 2009).

Korábbi vizsgálatok szerint a fémszennyezett jelleg legalább 12 éven át megfigyelhető (Gänsicke és mtsai., 2008; Hartmann és mtsai., 2014, 2016; Manser és mtsai., 2016a). A fémszennyezés megszűnéséről egyelőre nem született megbízható észlelés. A hosszan megfigyelhető fémszennyezettség, a gyors ülepedési ráták, valamint a DZ fehér törpék relatíve alacsony hőmérséklete (azaz magas kora) arra engednek következtetni, hogy a) a szennyezést okozó akkréciós folyamatoknak a közelmúlt-

ban kellett lezajlania; vagy b) az akkréció jelen pillanatban is folyamatban van. Ellenkező esetben ugyanis nem látnánk hosszú ideig fémek abszorpciós vonalait a csillag spektrumában.

A fehér törpék fémszennyezett légköre jól reprezentálja a csillagra hullott anyag kémiai összetételét (Fortin-Archambault és mtsai., 2020). A szennyezés forrásaként a legtöbb tanulmányban bolygóközi anyagot² jelölnek meg (Zuckerman és mtsai., 2003; Dufour és mtsai., 2007; Zuckerman és mtsai., 2010; Kleinman és mtsai., 2013; Koester és mtsai., 2014; Gentile Fusillo és mtsai., 2015; Kepler és mtsai., 2015, 2016). A csillagra hulló anyag mennyisége a becslések alapján széles skálán mozoghat, a Phobos hold tömegétől egészen a Plútó tömegéig (lásd Veras, 2016 6. ábráját).

A fehér törpék szennyezettsége kétféleképpen alakulhat ki. Egyrészt, sztochasztikus akkréció révén, ha egy-egy nagy tömegű test, például bolygó, aszteroida (Debes és mtsai., 2012; Veras és mtsai., 2014, 2016), hold (Payne és mtsai., 2016), vagy üstökös (Bhatt, 1985) zuhan a csillagba. Ennek az esélye azonban még a fehér törpék hosszú élete alatt is igen csekély (Veras és mtsai., 2013; Mustill és mtsai., 2014; Veras & Gänsicke, 2015; Veras és mtsai., 2016). Másrészt, a szennyezést kiválthatja egy másik dinamikai folyamat, a folyamatos akkréció is. Ebben az esetben kis tömegű szemcsék – elsődlegesen valamilyen törmelék, por, vagy gáz – hull a központi csillagra. A szennyezés éveken, évtizedeken át is fenntartható, amennyiben a rendszerben jelen van egy folyamatosan perturbált aszteroidaöv (Bonsor és mtsai., 2011; Debes és mtsai., 2012; Frewen & Hansen, 2014; Veras és mtsai., 2016; Nixon és mtsai., 2020), vagy egy, a Roche-sugáron apránként széteső bolygó (Jura, 2003, 2008; Debes és mtsai., 2012; Veras és mtsai., 2013).

²Ez magában foglalja a bolygókat, holdakat, aszteroidákat, üstökösöket, a csillag rendszerében megtalálható port, illetve gázt.

1.2. BOLYGÓK FEHÉR TÖRPÉK KÖRÜL

Sokáig úgy tűnt, egyetlen bolygórendszernek sincs esélye túlélni csillagának fehér törpévé válását. A csillag ugyanis kezdeti békés élete végéhez közeledve vörös óriássá fúvódik. Ebben az életszakaszban elnyeli a körülötte ≈ 3 CSE-nél szűkebb pályán keringő bolygókat (Nordhaus & Spiegel, 2013). Továbbá a vörös óriás ledobja köpenyének jelentős részét, mely tömegvesztés hatására a bolygópályák perturbálódnak (tágulnak), szélsőséges esetben pedig el is hagyhatják a rendszert (Hadjidemetriou, 1963; Veras és mtsai., 2011; Regály és mtsai., 2022). Mindezen felül, a bolygók a csillag fehér törpévé alakulása után is perturbálják egymás pályáit, így szélsőséges esetben elhagyhatják a rendszert, vagy a csillagba zuhanhatnak (Mustill & Villaver, 2012; Veras és mtsai., 2016). Összességében tehát az elméleti megfontolások alapján valószínűtlen, hogy egy fehér törpétől 10 CSE távolságon belül keringő bolygót fedezzünk fel (Mustill & Villaver, 2012).

Ennek fényében meglepetésként érte a tudományos közösséget Vanderburg és mtsai. (2015) felfedezése, akik a WD 1856+534 fémszennyezett légkörű fehér törpét vizsgálva bolygófedésre utaló jeleket találtak³. A későbbi vizsgálatok során ráadásul kiderült, hogy az objektum nincs egyedül: a rendszerben további öt törpebolygó kering (Croll és mtsai., 2017; Gänsicke és mtsai., 2016; Rappaport és mtsai., 2016; Xu és mtsai., 2016). Ezen égitestek pályája közel kör, periódusuk 4,5-4,9 óra (pályájuk fél-nagy tengelye tehát 0,005-0,0056 CSE), átmérőjük 1-100 km közötti.

A fent bemutatott rendszerekben a csillag fedési fénygörbéje aszimmetrikus. Felté-

telezhető tehát, hogy a bolygók egy üstökös-szerű csóvát húznak maguk után, mely illelő anyagokból áll. Ezek a planéták ugyanis olyannyira közel keringenek a csillaghoz, hogy átlépték annak Roche-sugarát, így szétesés közben figyelhetjük meg őket. A csóva a széteső anyagfelhőből a fehér törpe jelentős UV-sugárzásának, illetve fénynyomásának köszönhetően alakul ki (McCann és mtsai., 2019; Owen és mtsai., 2023).

További, fehér törpékhez közel keringő bolygók jeleit fedezték fel Manser és mtsai. (2019); Vanderbosch és mtsai. (2020), illetve Guidry és mtsai. (2021). Mindegyik rendszerben közös, hogy a) a bolygó a Roche-sugáron, vagy azon belül kering, azaz éppen szétesőben van; b) a fehér törpe légköre fémszennyezett.

Adódik a kérdés, hogyan kerülnek ide ezek a bolygók? Szimulációs eredmények alapján lehetséges a csillag körül eredetileg néhány CSE-re keringő bolygók bejutása a Roche-határra (pl. a többi bolygó gravitációs perturbáló hatása, vagy árapály-súrlódás révén, Veras és mtsai., 2016; O'Connor & Lai, 2020). Továbbá, egy rendszerben található további bolygók befelé történő migrálásra kényszeríthetik társaikat (Veras és mtsai., 2016). Ez utóbbi jelenség annál valószínűbb, minél több bolygó van a rendszerben, ami jó egyezést mutat a Vanderburg és mtsai. (2015) által megfigyelt hatos konfigurációval.

Érdekes kérdést vet fel az eddig fehér törpék körül megfigyelt bolygók összetétele is. A csillag RGB és AGB életszakaszai alatt a kőzetbolygók általában befelé, míg a gázóriások kifelé migrálnak (Veras és mtsai., 2016). Ezen állítás alátámasztja azt a megfigyelést, miszerint az eddig fehér törpék körül felfedezett bolygókat kis méretük és nagy sűrűségük alapján mind a kőzetbolygók közé sorolhatjuk. Egyikük sűrűsége ráadásul olyan nagy, hogy csakis vasból állhat, vagyis egy szétesőben lévő kőzetbolygó magjáról lehet szó (Manser és mtsai., 2019). Ezen felül, a szennyezett légkörű fehér törpék spektruma

³Az első, fehér törpékhez kapcsolható bolygót Thorsett és mtsai. (1993) fedezte fel. Ez a bolygó azonban egy pulzár-fehér törpe rendszer közös tömegközéppontja körül kering 23 CSE fél-nagy tengelyű pályán. Egy ilyen rendszer fejlődése merőben különbözik az itt bemutatott magányos, fémszennyezett fehér törpék körül felfedezett bolygókétól.

szerint a szennyező testek összetétele hasonló a naprendszerbeli aszteroidákéhoz, illetve kőzetbolygókéhoz (Zuckerman és mtsai., 2007; Dufour és mtsai., 2010; Wilson és mtsai., 2015).

Az elmúlt bő évtizedben a kutatók további öt, 2,5-14 jupitertömegű óriásbolygót fedeztek fel fehér törpék körül (Luhman és mtsai., 2011; Gänsicke és mtsai., 2019; Vanderburg és mtsai., 2020; ?). Ezek csillagai azonban nem fémszennyezettek, így erősítve azt a feltevést, hogy a fémszennyezett légkörű fehér törpék rendszereiben kőzetbolygók esnek szét. További érdekességképpen megjegyzendő, hogy a fehér törpe atmoszférájában fellelhető izotópok arányai alapján az is megállapítható lehet, hogy a csillagba eső bolygón lemeztektonikai folyamatok is végbe mentek-e (Jura és mtsai., 2014). Lemeztektonika pedig természetesen csak kőzetbolygók felszínén lehetséges. A lemeztektonikai folyamatok a Földön alapvető fontosságúak a szénkörforgás, és így az élet fenntartásához (Lovelock, 2003).

1.3. POR- ÉS GÁZKORONGOK

A Vanderburg és mtsai. (2015) által vizsgált rendszerben a szétesőben lévő bolygókon kívül további különleges objektumokat is megfigyeltek: por- illetve gázkorongot. Az elmúlt bő egy évtized kutatásai szerint ezek a korongok rendkívül gyakoriak. Porkorongok a DZ fehér törpék 50%-a körül lehetnek (Bergfors és mtsai., 2014). Az eddig megerősített megfigyelések száma meghaladja az ötvenet (Gänsicke és mtsai., 2019). A porkoronggal rendelkező fehér törpéknek akár 30%-a pedig gázkoronggal is rendelkezhet (Dennihy és mtsai., 2020; Gentile Fusillo és mtsai., 2021; Manser és mtsai., 2020; Melis és mtsai., 2020). Eddig összesen 21 gázkoronggal rendelkező rendszert ismerünk (Gänsicke és mtsai., 2006, 2007, 2008; Gänsicke, 2011; Farihi és mtsai., 2012; Melis és mtsai., 2012; Wilson és mtsai., 2014; Dennihy és mtsai., 2020; Gentile Fus-

illo és mtsai., 2021; Melis és mtsai., 2020). Jelenleg nincs tudomásunk olyan DZ fehér törpéről, mely körül kizárólag gázkorong lenne megfigyelhető. Ezzel szemben több olyan rendszer is akad, amelyben kimutatható egy porkorong jelenléte, de gázkorongot nem fedeztek fel benne. A korongoknak a fehér törpe kialakulása után kellett keletkezniük, mivel a csillag életének óriásági szakaszában az erős csillagszelek hatására nem tudnának stabilan fennmaradni (Veras, 2016).

A korongok hidrogénben szegények (Hartmann és mtsai., 2011). Ez jó egyezést mutat azzal a feltevessel, miszerint a rendszerben kőzetbolygók, és nem gázóriások esnek szét (lásd az 1.2. fejezetet).

Mindeddig nem találtak olyan korongot, mely csillagának légköre ne lenne fémekkel szennyezett (Veras, 2016). Bár a fehér törpék szennyezettségét rövid ideig magyarázhatnák a hirtelen a csillagba zuhanó testek (úgy mint bolygók, holdak, aszteroidák, üstökösök, lásd az 1.1. fejezetet), ezek a folyamatok nem adnak magyarázatot a csillag körül látható korongok jelenlétére. Továbbá sztochasztikus akkréció esetén a szennyezés időtartama is korlátozott lenne az akkréció gyors lefolyása és a fehér törpék korához képest rövid ülepedési idők miatt.

A por- és gázkorongok mindegyike a csillag Roche-sugarán belülre nyúlik (Gänsicke és mtsai., 2008; Hartmann és mtsai., 2014). A porkorongok dinamikai eredetének legkézenfekvőbb magyarázata így az, hogy a fehér törpe Roche-sugarán kőzetbolygók (Veras és mtsai., 2014; Malamud & Perets, 2020a,b; Trevascus és mtsai., 2021) vagy aszteroidák (Debes & Sigurdsson, 2002; Jura, 2003) darabolódnak fel az árapály-erők hatására. A csillagok fémes légköre így a törmelék, illetve a rendszerben esetlegesen jelen lévő, perturbált pályájú kis testek akkréciójának tudható be (Zuckerman és mtsai., 2003; Koester és mtsai., 2014; Veras és mtsai., 2015).

A Roche-sugáron képződő por, mivel a csil-

laghoz közel kering⁴, a kellően magas hőmérséklet hatására szublimálódhat. Az így keletkező gáz a viszkozitás hatására szétterül, és szintén korongot formál a csillag körül. Speciális esetben az is lehetséges, hogy a gáz- és porkorong ugyanazt a térrészt töltik ki (Melis és mtsai., 2010, további észrevételekért lásd a 3.3. és 4.1. fejezeteket).

A megfigyelt gázkorongok belső határán a hőmérséklet ≤ 5000 K, mivel ultraibolya tartományban nem figyelhetők meg emissziós vonalak a csillag spektrumában (Hartmann és mtsai., 2016). A porkorongok térbeli kiterjedése $0.6R_{\odot} - 1.2R_{\odot}$ (Farihi, 2016), tömegük $10^{19} - 10^{24}$ g (Manser és mtsai., 2016a). A gázkorongok kiterjedése rendkívül hasonló, átlagosan $0.5R_{\odot} - 1.2R_{\odot}$ (Gänsicke és mtsai., 2008; Farihi, 2016), tömegük $10^{14} - 10^{19}$ g között mozog (Hartmann és mtsai., 2016).

A porkorongokat többek között Veras és mtsai. (2014, 2015); Kenyon & Bromley (2017a), és Malamud & Perets (2020a,b) modellezték. Az utóbbi kutatócsoport SPH szimulációikban az árapály-erők modellezésével részletesen vizsgálta a bolygó szétesési folyamatát is. Tanulmányukban arra jutottak, hogy a bolygók nem azonnal esnek szét, tehát többször is keresztezik a Roche-sugarat, mire teljesen feldarabolódnak.

A gázkorongok modellezése során több tanulmány is azt találta, hogy a széteső bolygónak excentrikus pályán kell keringenie ahhoz, hogy az észlelésekkel konzisztens korongstruktúrákat produkáljon (Rafikov, 2011b; Metzger és mtsai., 2012; Kenyon & Bromley, 2017b; Fortin-Archambault és mtsai., 2020; Trevascus és mtsai., 2021). A fentiek közül két tanulmány is feltételezi, hogy a bolygó anyaga a szétesés előtt is tartalmaz gázt. Így amikor ezek a bolygók a Roche-határon belülre kerülnek, azonnal gáz képződik (Trevascus és mtsai., 2021; Fortin-Archambault és mtsai.,

2020). Többen megvizsgálták azt a lehetőséget is, hogy a bolygó szétesésének idején a csillag körül már eleve kering egy kis tömegű por- vagy gázkorong, melyet a széteső bolygó perturbál (Farihi és mtsai., 2018; Kenyon & Bromley, 2017b; Malamud és mtsai., 2021; Swan és mtsai., 2020).

Por- és gázkorong együttes modellezésére csak néhányan vállalkoztak (Rafikov, 2011b; Metzger és mtsai., 2012). Ezek a modellek azt teszik fel, hogy a gáz egy szublimációs határon keletkezik: a porrészecskéket a csillag sugárzása szűkebb pályákra kényszeríti (Poynting–Robertson effektus), ahol a magas hőmérséklet hatására szublimálódnak. A gáz visszahat a bolygó szétesése során keletkező porra. Ezek a vizsgálatok azonban mindössze egy dimenzióban tanulmányozták a por és gáz közös fejlődését.

1.4. CA II-TRIPLET EMISSZIÓ

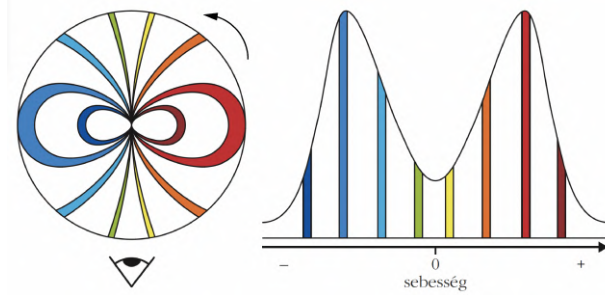
A fehér törpék körüli korongokban a csillag sugárzása termikusan ionizálja a gázatomokat, így azok adott gerjesztési frekvenciákon sugároznak. A gázkorongokat legkönnyebben a Ca II-ion infravörös triplet révén lehet felfedezni. Az ehhez az ionizációs folyamathoz tartozó Einstein-együtthatók ugyanis nagyok, az átmenet könnyen gerjesztődik (lásd a 2.2. fejezetet). A Ca II-triplet vonalai a közeli infravörös tartományában, $8498 \text{ \AA}$, $8542 \text{ \AA}$, és $8662 \text{ \AA}$ hullámhosszakon láthatók.

Amennyiben körszimmetrikus, kepleri korongokat figyelnénk meg, az emissziós vonalak szimmetrikus dupla csúcsokat mutatnának, amint az a 2. ábrán látható. A kettős vonalprofil azért jön létre, mert a korong egyes részei különböző nagyságú látóirányú sebességkomponenssel rendelkeznek, így eltérő Doppler-eltolódású vonalakkal járulnak hozzá a teljes emisszióhoz (Horne & Marsh, 1986). Az effektus maximális, ha a korong síkja a látóirányunkkal párhuzamos, hiszen a látóirányú sebességkomponensek ekkor a legna-

⁴Egy fehér törpe körül keringő kőzetbolygó Roche-sugara $1,27R_{\odot}$, azaz $0,0059$ CSE, (Veras és mtsai., 2016).

gyobbak.

A gázkoronggal rendelkező fehér törpék esetében a Ca II-triplet vonalai meglepő módon aszimmetriát mutatnak: a kék- illetve vöröseltolódott csúcsok fluxusa különbözik. (pl. Cauley és mtsai., 2018; Gänsicke és mtsai., 2008; Hartmann és mtsai., 2014, utóbbit lásd a 3. ábrán). A Ca II-tripleten kívül további ionok is aszimmetrikus vonalprofilt mutatnak (pl. O, Mg, Ti, Cr, Mn, Fe, Ni, Redfield és mtsai., 2017). Az aszimmetria hosszútávon fennmaradó jelenség, akár 12 éven át is kimutatható (Wilson és mtsai., 2014; Manser és mtsai., 2016a,b; Cauley és mtsai., 2018; Dennihy és mtsai., 2018, 2020).

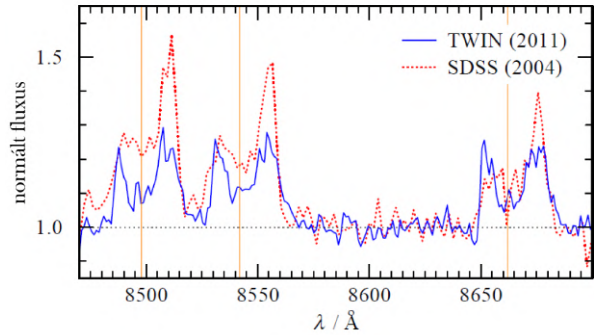


2. ábra. Körszimmetrikus korong esetén a Ca II emissziós vonalak szimmetrikus dupla csúcsot mutatnak. Az ábrán jól látszik, a korong mely részei milyen Doppler-eltolódású vonalakkal járnak hozzá az emisszióhoz. A keringési irányt fekete nyíl jelöli, a korongra alulról nézünk rá. Forrás: Dionatos, 2015

A Ca II-triplet vonalainak intenzitásmaximuma ráadásul periodikusan felcserélődik. Vagyis felváltva egyszer a kék-, máskor pedig a vöröseltolódott csúcs intenzitása nagyobb. Némely esetben az aszimmetria eltűnését is megfigyelték (Gänsicke és mtsai., 2008; Hartmann és mtsai., 2014, utóbbit lásd a 3. ábrán). Az aszimmetria eltűnésének lehetséges okait részletesen a 3. és 4.1. fejezetek tárgyalják.

A vörös- és kékeltolódott csúcsok különböző intenzitását legvalószínűbben inhomogén sűrűség- vagy sebességtér magyarázhatja. Ekkor az aszimmetria egy excentrikus ko-

rong jelenlétére utal (pl. Manser és mtsai., 2016a; Kenyon & Bromley, 2017a,b; Cauley és mtsai., 2018; Trevascus és mtsai., 2021). A vörös- és kékeltolódott csúcsok periodikus felcserélődését pedig ezen excentrikus korongok precessziója okozhatja (pl. Manser és mtsai., 2016a). Az aszimmetria periodicitásának időskálája 123 perc és 37 év között mozog (Hartmann és mtsai., 2016; Manser és mtsai., 2019). A periodikus intenzitásmaximum-csere pontosabb feltérképezéséhez olyan mérések szükségesek, melyek időfelbontása a precessziós időskála tört része (pl. Manser és mtsai., 2016a; Dennihy és mtsai., 2018, részletesen lásd a 4.1. fejezetet).



3. ábra. A Ca II-triplet a Ton 345 rendszerben 2004-ben és 2014-ben. A vonalak hét év alatt erősen vöröseltolódottból (vörös pontozott vonal) szimmetrikus helyzetbe kerültek (kék vonal). Az ábrán függőleges narancssárga vonalak tüntetik fel a Ca II-tripletvonalak nyugalmi hullámhosszát. Forrás: Hartmann és mtsai., 2014.

A Ca II-triplet vonalait többen is modellezték. Ezen vizsgálatok egy része excentrikus, precesszáló gyűrűk sorozatára bontja fel a gázkorongokat, majd sugárzási transzfer modellek segítségével számítják ki a vonalprofilokat (Gänsicke és mtsai., 2006, 2008). Mások Monte Carlo módszerrel illesztettek szintetikus spektrumokat a megfigyelésekhez (Goksu és mtsai., 2023). Némely tanulmányban pedig olyan korongokat feltételeztek, melyek nincsenek lokális termodinamikai egyensúlyban Hartmann és mtsai. (2014, 2016).

2. NUMERIKUS MÓDSZEREK

Jelen dolgozatban olyan modellt kívántam felállítani, amely az észlelésekkel konzisztensen magyarázatot ad a fehér törpék fémes jellegének, illetve a Ca II vonalak aszimmetriájának éveken át tartó együttes megfigyelhetőségére. Az aszimmetrikus vonalakat a modellben egy excentrikus pályán keringő, széteső bolygó szublimálódó anyaga által létrehozott, globálisan excentrikus gázkorong emissziója magyarázza. A kialakuló korongok fejlődését numerikus hidrodinamikai szimulációk segítségével vizsgáltam meg. Ezen felül modelleztem a Ca II-triplet emissziós vonalait is. Az itt bemutatott modell az eddigieknél jelentősen hosszabb időskálán (3-6 éven át) követi nyomon a korongok és az aszimmetria fejlődését. Az irodalomban elsőként, a szintetikus Ca II emissziós vonalak kiszámításához felhasználtam a hidrodinamikai szimulációk eredményeképp kapott sebességteret.

2.1. HIDRODINAMIKAI SZIMULÁCIÓK

A fehér törpék körül széteső bolygók anyagából kialakuló gázkorongokat hidrodinamikai szimulációk segítségével vizsgáltam. A gáz dinamikáját leíró parciális differenciálegyenleteket a GFARGO2 rácsháló-alapú, hengerszimmetrikus, kétdimenziós hidrodinamikai kód segítségével oldottam meg. A GFARGO2 a A FARGO (Masset, 2000) szoftver GPU-kon (grafikai processzorokon) futtatható, párhuzamosított verziójának, a GFARGO-nak Regály Zsolt általi továbbfejlesztése (Regály, 2020; Regály és mtsai., 2021). Megjegyzendő, hogy a GPU-k számítási kapacitás-fogyasztási mutatója 10-100-szorosa lehet a hagyományos, nagy számítási kapacitású, CPU-alapú, párhuzamosított számítógép-hálózatokénak. Az, hogy a szoftver grafikai processzorokon fut, jelentősen hozzájárul a futásidő csökkenéséhez, így a jobb hatékonysághoz és a kisebb fogyasztáshoz. A szimulációkat a Kon-

koly Csillagászati Intézet 3DNAL csoportjának szuperszámítógépén futtattam.

Jelen kutatás során kizárólag gázkorongok fejlődését vizsgáltam. A hidrodinamika differenciálegyenletei ekkor a tömegmegmaradást leíró kontinuitási egyenlet és az impulzusmegmaradást leíró Navier–Stokes egyenlet:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla(\Sigma \mathbf{v}) = \frac{\partial \hat{\Sigma}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = & -\frac{1}{\Sigma} \nabla P + \nabla \mathbf{T} - \nabla \Phi + \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\Sigma \mathbf{v} + \hat{\Sigma} \mathbf{v}_p}{\Sigma + \hat{\Sigma}} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

ahol Σ és $\mathbf{v}$ a gáz felületi sűrűsége, illetve sebességvektora, $\hat{\Sigma}$ a bolygó szétesésekor hozzáadott sűrűség, $\mathbf{v}_p$ pedig a bolygó sebességvektora. Lokális termodinamikai egyensúlyt (LTE) feltételezve a nyomást felírhatjuk, mint $P = c_s^2 \Sigma$, ahol c_s a lokális hangsebességet jelöli. A Navier–Stokes-egyenletben Φ a gravitációs potenciál:

$$\begin{aligned} \Phi = & -\frac{GM_p}{\sqrt{r^2 + r_p^2 - 2rr_p \cos(\phi - \phi_p) + (\epsilon H)^2}} \\ = & -\frac{GM_*}{r} - \Phi_{\text{ind}}, \end{aligned} \quad (3)$$

ahol G a gravitációs állandó, r , Φ , és r_p , Φ_p egy adott cella, illetve a bolygó radiális és azimutális koordinátái. M_* és M_p rendre a csillag és a bolygó tömegét jelölik. A rácsháló középpontjában a csillag található, amely nem esik egybe az inerciarendszer középpontjával. Ezért egy indirekt potenciál segítségével figyelembe kell venni a csillag gyorsulását is, amit a 2. egyenletben a Φ_{ind} tag reprezentál. A bolygó gravitációs potenciálját simítani szükséges, hogy a cella-bolygó távolság ne csökkenhessen egy minimális érték alá, ezt szolgálja az ϵH paraméter a 2. egyenletben,

Lapos korong, $\gamma = 0$



Felfúvódott korong, $\gamma \neq 0$



4. ábra. A lapos, illetve felfúvódott korongok közti geometriai különbségek szemléltetése. Az ábra nem méretarányos.

melynek értéke 0,6 (Kley és mtasi., 2012). A viszkozus feszültségtenzor

$$\mathbf{T} = \nu \left(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T - \frac{2}{3} \nabla \mathbf{v} \mathbf{I} \right), \quad (4)$$

ahol $\mathbf{I}$ a kétdimenziós identitásmátrix. A Shakura & Sunyaev (1973) α viszkozitási paramétert használva a kinematikai viszkozitás $\nu = \alpha c_s H$, ahol H a lokális nyomási skálamagasság.

A lokális nyomási skálamagasság $H = hr^{1+\gamma}$, ahol h a korong oldalaránya, γ pedig a korong felfúvódását jellemző paraméter. Geometriailag lapos korongok esetén $\gamma = 0$, ekkor $H/r = h$, ahol h konstans. Amennyiben $\gamma > 0$, felfúvódott korongról beszélünk, mely esetben h távolságfüggő. A két koronggeometriát a 4. ábra szemlélteti.

A hidrodinamikai szimulációk minden időlépésében a tömegvesztési rátának megfelelően anyag adódik a gázkoronghoz. Az új anyag kétdimenziós Gauss-eloszlás szerint tölti ki a bolygó eredeti tömegének megfelelő Hill-szférát. Az új anyag sűrűsége minden időlépésben hozzáadódik a korong sűrűségéhez (1. egyenlet), impulzusa pedig a bolygó impulzu-

sának segítségével számítható (2. egyenlet). Idővel ez az anyagfelhő a Kepler-nyírás és a gáz viszkozitásának hatására szétterül, és egy kiterjedt korongot hoz létre. A korongképződés részletes bemutatásával a 3.1. fejezet foglalkozik, ahol a korongok korai fejlődésére a 8. ábrán láthatunk példát, míg a kései fejlődésüket a 9. ábra mutatja be.

A rácsháló-alapú hidrodinamikai szimulációk numerikus algoritmusai alkalmatlanak zérus sűrűségű tartományok leírására. Ezért a szimulációk során egy háttérkorongot is szükséges modellezni. A háttér a tulajdonságai azonban nem befolyásolják a szimulációk eredményeit, mivel a háttérkorong tömege a bolygó tömegének milliommód része. Így a bolygó szétesése során a háttér sűrűségénél nagyságrendekkel nagyobb sűrűség adódik a koronghoz. A korong anyaga a szimulációk során a csillagra hull, ezért tömegük idővel csökken. Egy korongot akkor tekintünk kiürültnek, amikor tömege kisebb a háttérkorong tömegénél.

A fehér törpék körüli gázkorongokban a bolygók migrációja nem lehetséges, mivel a korongok tömege legfeljebb a bolygó tömegével egyezik meg (Veras és mtsai., 2023). Ezért a bolygóra nem hat elegendő forgatónyomaték a migráció előidézéséhez. A gáz bolygóra való visszahatását így elhanyagoltam, tehát a folyamatosan csökkenő tömegű bolygó rögzített fél-nagytengelyű pályán kering.

Azokat a gázkorongokat jellemző mennyiségeket, melyek szükségesek a Ca II-triplet vonalprofil kiszámításához, periodikusan kimenttettem. Ezek a gáz felületi sűrűsége (Σ), valamint a radiális és azimutális sebessége (v_r , illetve v_t). Továbbá nyomon követtem a gázkorong tömegét, illetve globális excentricitását (e_g), amely utóbbi az egyes cellák excentricitásának átlagaként számolható. A vonalprofil-számításhoz használt sugárzási transzfer modellt részletesen a 2.2. fejezetben mutatom be.

Geometriailag lapos korongok esetén a hőmérsékletet két hőmérséklet-profillal is jelle-

mezhetjük. A feketetest hőmérséklet-profil

$$T_{\text{BB}}(r) = \left(\frac{R_*}{r}\right)^{1/2} T_*, \quad (5)$$

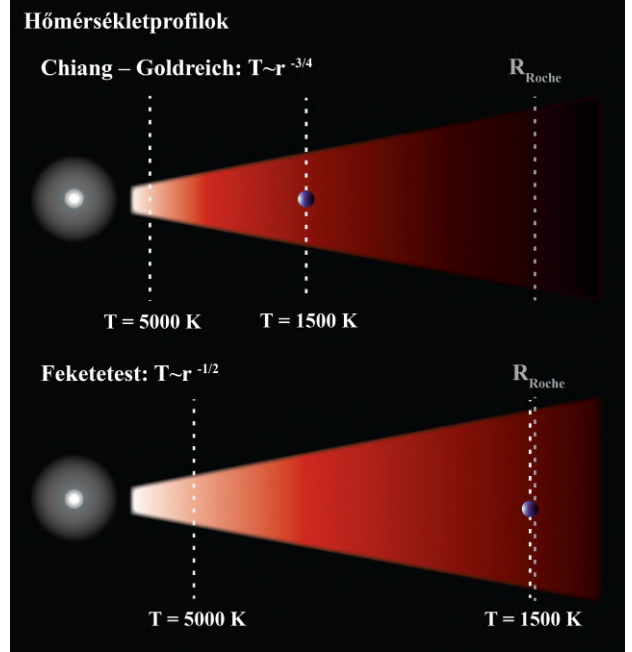
ahol r a csillagtól mért távolság, R_* és T_* pedig a csillag sugara, illetve effektív hőmérséklete. Alkalmazható továbbá a Chiang & Goldreich (1997) hőmérséklet-profil, mely szerint

$$T_{\text{CG}}(r) = \left(\frac{2}{3\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{R_*}{r}\right)^{3/4} T_*. \quad (6)$$

Az irodalomban mind a Chiang–Goldreich (pl. Gänsicke és mtsai., 2006), mind a feketetest-modell használatos (pl. Jura, 2003; Melis és mtsai., 2010). A különböző hőmérséklet-eloszlások hatását a Ca II vonalprofilokra a 3.3. fejezetben tárgyalom részletesen. Az egyes hőmérséklet-profilok kvalitatív jellemzését az 5. ábrán láthatjuk.

A hidrodinamikai modellezés során alkalmazott belső- és külső számítási határokat a fehér törpe Roche-sugara, illetve a korong hőmérséklete alapján választottam meg. A szimulációk külső számítási határát a Roche-sugár 5/3-szorosára választottam. A belső számítási határt annak megfelelően állítottam be, hogy milyen hőmérséklet-profilt alkalmaztam. Hartmann és mtsai. (2014) eredményei alapján ugyanis a gázkorongok belső határának hőmérséklete nem lehet magasabb 5000 K-nél, mivel nem mutathatók ki emissziós vonalak a fehér törpék spektrumának ultraibolya tartományában. Ehhez mérten a szimulációk belső számítási határai egybeesnek a mindenkor $T = 5000$ K hőmérsékletű pontokkal. Az itt bemutatott modellben tehát Ca II emisszió csak az $T > 1500$ K, illetve $T < 5000$ K tartományokból érkezik. A számítási határok hőmérséklet-függését az 5. ábra hivatott bemutatni, míg a korongképződés menetét a 6. ábra szemlélteti.

Az általános relativitáselmélet hatásainak a csillag Schwarzschild-sugarának ezerszeresénél kisebb távolságokon van jelentősége (Sobolenko és mtsai., 2017). A jelen dolgozatban

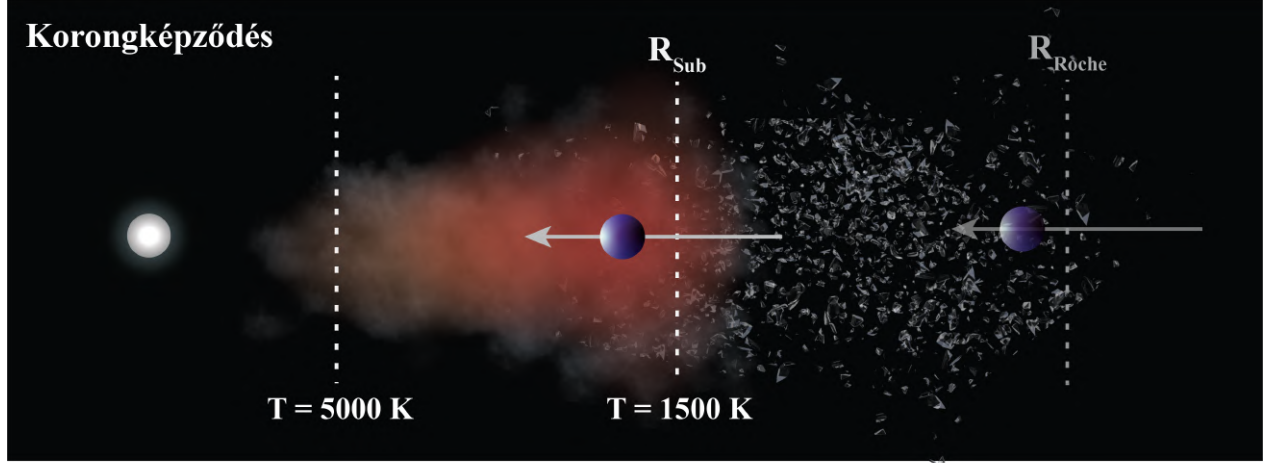


5. ábra. A gázkorongok hosszanti metszete a két megvizsgált hőmérséklet-profil esetén. A bolygó a szimulációkban a szublimációs sugáron kering (fehér szaggatott vonalak, ahol $T = 1500$ K). A csillag Roche-sugara (szürke szaggatott vonal) független a hőmérséklettől. A számítások belső határát ($T = 5000$ K) a legbelső szaggatott vonalak jelzik. Az ábrák nem méretarányosak.

modellezett korongok belső sugara azonban nagyságrendileg 10000-szerese a fehér törpe Schwarzschild-sugarának. A szimulációkban ezért Manser és mtsai. (2016a,b, 2019) tanulmányaival egyetértésben elhanyagoltam az általános relativitáselmélet hatásait.

2.2. SUGÁRZÁSI TRANSZFER MODELL

A kétdimenziós gázkorongból érkező Ca II emissziós vonalprofil kiszámításához numerikus kódot írtam Python 3 nyelven, melyben a jelen fejezetben tárgyalandó sugárzási transzfer modellt implementáltam. A számításokat az egyes GFARGO2 szimulációk során kapott sűrűség- és sebességadatok felhasználásával végeztem el. Az emissziós vonalprofil számítása során feltételeztem, hogy a korongok op-



6. ábra. A korongképződés menete. A bolygó a Roche-sugár alá jutva anyagot veszít, amely egészen addig por formájában van jelen, míg a bolygó át nem lépi a szublimációs sugarat ($T = 1500$ K), melyen belül gáz keletkezik. A gáz viszkózan szétterül, és korongot formál. A Ca II emisszió belső határa $T = 5000$ K. Az ábra nem méretarányos.

tikailag vékonyak⁵.

Az s sugárzás terjedése mentén, amennyiben a közeg egyaránt emittál és abszorbeál, a sugárzási transzport alapegyenlete szerint az intenzitás

$$\frac{dI_\nu(s)}{ds} = j_\nu(s) - \chi_\nu(s)I_\nu(s), \quad (7)$$

ahol ds a sugárzás terjedése menti elemi úthossz, $I_\nu(s)$ az adott ν frekvenciához tartozó monokromatikus intenzitás, $\chi_\nu(s)$ és $j_\nu(s)$ pedig a közeg abszorpció és emisszió együtthatói az adott frekvencián. Egy sugár mentén a monokromatikus optikai mélység felírható, mint $\tau_\nu(s) = \chi_\nu(s)ds$. D vastagságú közeg monokromatikus optikai mélysége tehát

$$\tau_\nu = \int_0^D \chi_\nu(s)ds. \quad (8)$$

Ezzel a definícióval a sugárzási transzport

⁵Jura (2003) és Redfield és mtsai. (2017) tanulmánya ezzel szemben feltételezi, hogy a megfigyelt korongok optikailag vastagok. Ebben az esetben lehetséges egy kétkomponensű korongmodell felállítása, melynek belső tartományai ugyan optikailag vastagok, ezek felett azonban megtalálható egy optikailag vékony "légkör", amelynek az emisszióját megfigyelhetjük.

alapegyenlete átírható, mint

$$\frac{dI_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu} = \frac{j_\nu(\tau_\nu)}{\chi_\nu(\tau_\nu)} - I_\nu(\tau_\nu) = S_\nu(\tau_\nu) - I_\nu(\tau_\nu), \quad (9)$$

ahol $S_\nu(\tau_\nu)$ az emisszió forrásfüggvénye. Az egyenlet megoldása leírja a ν frekvenciájú sugárzás terjedését egy τ_ν optikai mélységű közegben. A megoldás alakja, amennyiben $I_\nu(0)$ a forrásánál vett intenzitás:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau')e^{-(\tau_\nu-\tau')}d\tau'. \quad (10)$$

Egy $\rho(s)$ sűrűségű közegben s sugárzás terjedése mentén, ν frekvencián az abszorpció megadható, mint $\chi_\nu(s) = \rho(s)\kappa_\nu$, ahol κ_ν a tömegegység monokromatikus abszorpció együtthatója, melyről feltesszük, hogy a sugárzás útja mentén állandó, azaz $\kappa_\nu(s) = \kappa_\nu$. Ezzel a 8. egyenlet átírható, mint

$$\begin{aligned} \tau_\nu &= \int_0^D \rho(s)\kappa_\nu ds = \\ &= \kappa_\nu \int_0^D \rho(s) ds = \kappa_\nu \Sigma, \end{aligned} \quad (11)$$

ahol Σ a sugárzás terjedése mentén kiintegrált sűrűség, amely a jelen probléma kétdimenziós jellege miatt a sugárzó korong felületi sűrűségével lesz egyenlő. Amennyiben a gázkorong inklinációját is figyelembe szeretnénk venni, a 11. egyenletet egy $1/\cos(i)$ taggal kell szoroznunk, ahol i a korong inklinációja ($i = 0^\circ$ esetben beszélünk éléről látszó korongról).

Feltéve, hogy a vizsgált közeg fekete testként viselkedik, sugárzását a Planck-függvény írja le, mely szerint

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1}, \quad (12)$$

ahol k és h rendre a Boltzmann-, illetve Planck-állandók, és c a fény vákuumbeli sebessége. Amennyiben a közeg termodinamikai egyensúlyban van, az általa emitált és abszorbeált energia megegyezik. Ekkor $dI_\nu(\tau_\nu)/d\tau_\nu = 0$, vagyis felhasználva a 9. egyenletet megkapjuk Kirchhoff törvényét, miszerint $S_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(\tau_\nu) = B_\nu(T)$. A 10. egyenletben felírt S_ν forrásfüggvény tehát helyettesíthető a Planck-függvénnyel, és az intenzitás felírható, mint

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\kappa_\nu\Sigma} + B_\nu(T)(1 - e^{-\kappa_\nu\Sigma}). \quad (13)$$

A fenti egyenlet szerint a forrás által kibocsátott intenzitás nő a közeg emissziója révén (második tag), és csökken a közeg abszorpciójának köszönhetően (harmadik tag).

Ahhoz, hogy a 13. egyenletet megoldjuk, ismernünk kell a gáz monokromatikus abszorpció és emisszió együtthatóját, κ_ν -t, melyet az emissziós és abszorpció folyamatok is meghatároznak. Vegyünk egy egyszerű, két energiaszinttel rendelkező atomi modellt, melyben az alsó szint energiája ε_1 , míg a felső szint energiája $\varepsilon_u = \varepsilon_1 + h\nu_0$. Ez az atom három különböző sugárzási folyamatban vehet részt. Egyrészt spontán kibocsáthat egy ν_0 frekvenciájú fotont, melynek az egységnyi időre vett átmeneti valószínűségét az A_{ul} Einstein-együttható⁶

adja meg. Másrészt az atom abszorbeálhat egy ν_0 frekvenciájú fotont. Ennek valószínűsége arányos a ν_0 frekvencián vett átlagos intenzitással, $\bar{J}$ -vel, melyet definiálhatunk mint

$$\bar{J} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu \sin(\theta) d\theta d\varphi d\nu. \quad (14)$$

Abszorpció esetén egységnyi idő alatt az átmenet valószínűsége $B_{lu}\bar{J}$, ahol B_{lu} szintén egy Einstein-együttható. A 14. egyenletben szereplő Φ_ν vonalprofil a ν_0 -al szomszédos frekvenciák relatív erőssége. A harmadik lehetséges sugárzási folyamat az indukált emisszió. Ekkor az átmeneti valószínűség $B_{ul}\bar{J}$, azaz szintén az átlagos intenzitással arányos. Lokális termodinamikai egyensúlyban, ha az alsó, illetve a felső szinteken elhelyezkedő atomok száma rendre n_1 , illetve n_u , a három sugárzási folyamat mérlege

$$n_u A_{ul} = n_u B_{lu}\bar{J} - n_1 B_{ul}\bar{J}. \quad (15)$$

A felső és alsó energiaszinten elhelyezkedő atomok számának hányadosa

$$\frac{n_u}{n_1} = \frac{g_1 e^{-\varepsilon_1/kT}}{g_u e^{-(\varepsilon_1 + h\nu_0)/kT}} = \frac{g_u}{g_1} e^{-\frac{\varepsilon_u - \varepsilon_1}{kT}}, \quad (16)$$

ahol g_1 és g_u rendre az alsó és felső szintek elfajultsága.⁷ A 15. és 16. egyenletek segítségével, kihasználva, hogy termodinamikai egyensúly esetén a $\bar{J} = B_\nu(T)$ feltevésnek minden hőmérsékleten igaznak kell lennie, az Einstein-együtthatók (A_{ul} , B_{ul} és B_{lu}) a következőképpen csatoltak:

$$B_{ul} = \frac{c^2}{2h\nu_0^3} A_{ul}, \quad B_{lu} = \frac{g_u}{g_1} B_{ul}. \quad (17)$$

értékeit megtaláljuk a https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html oldalon.

⁷A Ca II átmenetek elfajultságának mértékét és további paramétereket összegző táblázatokat szintén a https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html oldalon kérhetünk le.

⁶A Ca II ionra vonatkozó Einstein-együtthatók

Egy dA felületelem dt egységnyi idő alatt $d\Omega$ térszögből érkező, $d\nu$ frekvenciatartományú sugárzásból

$$dE = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_l B_{lu} \phi_\nu I_\nu dA ds dt d\Omega d\nu \quad (18)$$

energiát nyel el. Felhasználva az energia és az intenzitás közt fennálló összefüggést, $dE = I_\nu dA dt d\Omega d\nu$, a gáz abszorpciós együtthatója

$$\chi_\nu(s) = \frac{h\nu}{4\pi} n_l B_{lu} \phi_\nu. \quad (19)$$

Fentebb láttuk, hogy az indukált emisszió arányos az átlagos intenzitással. Tegyük fel továbbá, hogy csak az adott sugárzáshoz közel elhelyezkedő fotonok vehetnek részt a folyamatban. Ekkor az indukált emissziót mint negatív abszorpció vehetjük figyelembe, ahogy tettük azt a 15. egyenlet felírásakor is. A gáz indukált emisszióra korrigált abszorpciós együtthatója ekkor

$$\chi_\nu(s) = \frac{h\nu}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi_\nu. \quad (20)$$

A modellben a gázt mint lokálisan homogén közeget vizsgálom, így $\rho = nm_{\text{mol}}$, ahol m_{mol} az ionok tömegsűrűsége. Mindkét mennyiség a sugárzás útja mentén állandónak tekinthető. Ezekkel a feltételezésekkel a gáz tömegegységre vonatkoztatott monokromatikus abszorpciós együtthatója megadható, mint

$$\kappa_\nu = \frac{1}{nm_{\text{mol}}} \frac{h\nu}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi_\nu. \quad (21)$$

A jelen dolgozatban bemutatott modell fél-analitikusnak tekinthető, mivel az emittáló gáz hőmérsékletét a 2.1. fejezetben bemutatott módon, analitikusan adom meg, míg a sugárzás intenzitását numerikusan számítom ki. Feltéve, hogy a gázkorongban az energiaátadásért kizárólag a hőmozgás felel, az ionok száma az egyes állapotokban található ionok számának összege, azaz

$$n = \sum_i n_i = \frac{n_0}{g_0} \sum_i g_i e^{-\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{kT}}. \quad (22)$$

a_i	érték
a_0	-1,582112
a_1	-3,996089
a_2	-1,890737
a_3	-0,539672

1. táblázat. A Ca II-ion partíciós függvényének kiszámításához szükséges együtthatók.

A fenti kifejezésben n_0 az alapállapotban, n_i pedig a i . gerjesztett állapotban levő ionok száma, g_0 és g_i pedig az alapállapot, illetve a gerjesztett állapotok elfajultságát jelölik. Amennyiben az alapállapot energiája ε_0 , míg a gerjesztett állapotok energiái ε_i , bevezethető a Q_T partíciós függvényt, amit közelíthetünk a következő összegképlettel:

$$Q_T = \sum_i g_i e^{-\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{kT}}. \quad (23)$$

Az i . állapot telítettségét kifejezhetjük, mint

$$n_i = n \frac{g_i}{Q_T} e^{-\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{kT}}. \quad (24)$$

A partíciós függvény hőmérsékletfüggését célszerű polinom alakban keresni:

$$\ln(Q_T - g_0) = \sum_i a_i \ln \left(\frac{5040}{T} \right)^i. \quad (25)$$

A Ca II-ionra vonatkozó a_i együtthatókat Bolton (1970) átmeneti paraméterei alapján számoltam, és az 1. táblázatban adtam meg. A 17, 21. és 24. egyenleteket összevonva a tömegegység monokromatikus abszorpciós együtthatója felírható a gáz T hőmérséklete függvényében egy adott ν_0 frekvencián bekövetkező átmenetre, mint

$$\kappa_\nu = \frac{1}{8\pi} \frac{1}{Q_T} \frac{A_{ul} g_u}{m_{\text{mol}}} \frac{c^2}{\nu_0^2} \left(e^{-\frac{\varepsilon_l}{kT}} - e^{-\frac{\varepsilon_u}{kT}} \right) \phi_\nu. \quad (26)$$

κ_ν kiszámításához ismernünk kell a vonalprofil, ϕ_ν -t, ehhez pedig figyelembe kell

vennünk az emittáló gáz hőmozgása okozta Doppler-kiszéledést. A vonalprofil kiszéledése a teljes beérkező fluxus megváltozása nélkül történik. A kibocsátott sugárzás frekvenciája együttmozgó rendszerben ν_0 , míg ugyanez a megfigyelő szemszögéből $\nu_0 \pm \Delta\nu$. Egy nemrelativisztikus ($v_{\text{los}}/c \ll 1$) látóirányú sebességgel mozgó ion esetén a Dopplereffektus $\nu - \nu_0 = \nu_0(v_{\text{los}}/c)$ változást okoz az észlelt frekvenciában. A v_{los} sebesség a gáz látóirányú sebessége a megfigyelő rendszerében, mely a numerikus szimulációk során kapott sebességkomponensekből számítható, mint

$$v_{\text{los}} = v_r \sin(\phi) + v_t \cos(\phi) \cos(i), \quad (27)$$

Amint arra a 3. fejezetben többször is kitértek, a látóirányú sebességkomponens határozza meg a vonalak szélességét, illetve a vonalak centrumának helyét. Feltéve, hogy az ionokra érvényes a Maxwell-féle sebességeloszlás, felhasználva a Doppler-eltolódás definícióját, a $\nu_0 + d\nu$ tartományban emittáló ionok száma megkapható, mint

$$n(\nu) = e^{-\left(\frac{c}{\nu_0}\right)^2 \frac{m_{\text{mol}}}{2kT} (\nu - \nu_0)^2}. \quad (28)$$

Mivel az emisszió erőssége (azaz ϕ_ν) arányos az emittáló ionok számával, a hőmozgás által kiszéledett vonalprofil egy Gauss-függvénnyel írható le, azaz

$$\phi_\nu = \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\sigma}\right)^2}. \quad (29)$$

A korongban az ionok termikus és turbulens mozgása is a vonalprofil kiszéledését okozza. A termikus vonalkiszéledést σ_{term} jelöli, és a 28. egyenlet alapján megadható, mint

$$\sigma_{\text{term}} = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m_{\text{mol}}}}. \quad (30)$$

A turbulens vonalkiszéledés, σ_{turb} ,

$$\sigma_{\text{turb}} = \eta \sqrt{\frac{\Gamma k_B T}{m_{\text{Ca}}}}, \quad (31)$$

ahol $\Gamma = 1, 4$ a gáz adiabatikus kitevője, m_{Ca} pedig a Ca atom tömege. Az η paraméter azt mondja meg, hogy hányszorosa a turbulens mozgás sebessége a korongbeli hangsebességnek. Ez azonban helyettesíthető a Shakura-Sunyaev α -paraméterrel, melyet felhasználva a turbulens kiszéledés átírható, mint

$$\sigma_{\text{turb}} = \alpha \sqrt{\frac{\Gamma m_{\text{mol}}}{m_{\text{Ca}}}} \sigma_{\text{term}}. \quad (32)$$

A teljes vonalkiszéledés ezek után kiszámítható, mint $\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{term}}^2 + \sigma_{\text{turb}}^2}$.

A korongban a gáz a központi csillag körül kering, ami további változásokat okoz a gáznak a megfigyelőhöz viszonyított látóirányú sebességében. Ennek eredményeképpen a vonalprofil $\Delta\nu$ -vel eltolódik a ν_0 alapfrekvenciához képest. Figyelembe véve a Doppler-eltolódást, a vonalprofil a következő:

$$\phi_\nu = \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0 + \Delta\nu}{\sigma}\right)^2}. \quad (33)$$

A végső vonalprofil a hidrodinamikai szimulációk egyes celláiban kiszámított ϕ_ν egyedi vonalprofilok felületi integrálja. Amennyiben az egyes cellák mérete dA , a korong inklinációját is figyelembe véve a végső vonalprofil

$$\phi = \int \phi_\nu dA \cos(i). \quad (34)$$

2.3. VIZSGÁLT PARAMÉTERTÉR

A szimulációk során egy excentrikus pályán keringő kőzetbolygó a fehér törpe szublimációs sugara alá érve anyagot veszít. Ebből az anyagból előbb gázgyűrű, idővel pedig gázkorong képződik. A korongképződés folyamatát a 6. ábra szemlélteti. A korongok időbeli fejlődésének egyes szakaszainak részletes bemutatására a 3.1. fejezetben kerül sor. Jelen vizsgálat során eltekintettem attól, hogy milyen migrációs folyamat során éri el a kőzetbolygó a Roche-, illetve a szublimációs sugarat.

A Roche- és szublimációs határok közötti régióban csak porképződés lehetséges, gáz egyáltalán nem keletkezik. Ahhoz azonban, hogy a fehér törpe felszínére anyag kerüljön, és így a légkör anomális fémtartalma kialakuljon, impulzuszóránymomentum-vesztésre van szükség. Ez két esetben valósulhat meg: a) a gáz viszkozitásának következtében létrejövő akkrécióval; b) a Yarkovsky-effektus következtében retrográd forgás esetén fellépő pályaszórárodással. Az excentrikus pályán bemigráló bolygó tehát hiába kezd el anyagot veszíteni a Roche-sugáron, az csak akkor tud a csillagra akkrétálódni, amennyiben a szublimációs sugarat elérve gáz is keletkezik. A szublimációs sugáron kívül, de a Roche-sugáron belül keletkezett por nem vesz részt a Ca II-triplet vonalainak felépítésében, azonban megfigyelhető marad, mint infravörös többletkisugárzás a csillag spektrális energiaeloszlásában.

Referenciamodell: Az 1. fejezetben bemutatott megfigyeléseket és feltételezéseket figyelembe véve elsőként egy referenciamodellt állítottam fel. A referenciamodell a korong fejlődését három éven keresztül követi.

A fehér törpe tömege minden modellben $M_* = 0,7M_\odot$, sugara $4,6 \times 10^{-5}$ CSE (egyetértésben Gänsicke és mtsai., 2008, illetve Koester és mtsai., 2014 méréseivel). A csillag hőmérséklete 17000 K, mely összhangban van a Gänsicke és mtsai. (2007); Melis és mtsai. (2010) által megállapított hőmérsékletekkel.

A Roche-sugár helye elsődlegesen a bolygó sűrűségétől függ. Amennyiben a csillag sűrűsége $\rho_* = 3 \times 10^6 \text{ g cm}^{-3}$ (Chandrasekhar, 1994), egy $\rho_p = 3 \text{ g cm}^{-3}$ átlagsűrűségű közetbolygó feltételezésekor

$$R_{\text{Roche}} = R_* \left(\frac{2\rho_*}{\rho_p} \right)^{1/3} \simeq 0,006 \text{ CSE.} \quad (35)$$

A modellben feltételeztem, hogy a szublimációs sugár alá kerülő bolygótörmelék hozza létre a gázkorongot. Amennyiben a bolygótörmelék 1500 K hőmérsékleten szublimál (Kobayashi és mtsai., 2011), a Chiang–Goldreich

hőmérséklet-profil (6. egyenlet) esetén a szublimációs sugár helye $R_{\text{sub}} \simeq 0,0007 \text{ CSE}$. Az itt bemutatott modellekben a bolygók minden esetben kizárólag a szublimációs sugár alá kerülve veszítenek tömeget. Gáz tehát Trevascus és mtsai. (2021) munkájával ellentétben magában a bolygóban nem található.

A szimulációkban modellezett, széteső bolygó minden esetben 0,01 földtömegű. A bolygó pályája a referenciamodellben közepesen excentrikus ($e = 0,4$), fél-nagy tengelye megegyezik a szublimációs sugárral ($a = 0,0007 \text{ CSE}$), keringési periódusa így mindössze 0,49 óra. A szimuláció kezdetekor a bolygó a pálya apocentrumában tartózkodik.

Trevascus és mtsai. (2021) szimulációival ellentétben a bolygó szétesését nem feltételeztem pillanatszerűnek. A tömegvesztési ütemet úgy választottam meg, hogy amennyiben a bolygó körpályán keringene, egy keringés alatt veszítené el a teljes tömegét ($T_{\text{dis}} = 1$ keringés). Fontos azonban megjegyezni, hogy mivel tömegvesztés csak a szublimációs sugár alatt ($T = 1500 \text{ K}$ hőmérséklet felett) zajlik, az excentrikus pályájú bolygó tömegvesztése nem folyamatos, és a szétesés tovább tart, mint azt T_{dis} diktálná (az adott excentricitású bolygópályák és a szublimációs sugár relatív helyzetét lásd a 7. ábrán).

Trevascus és mtsai. (2021) részecske alapú hidrodinamikai (SPH) szimulációiban a viszkozitás részecskeszám-függő: minél nagyobb a részecskeszám, annál kisebb a viszkozitás. Nagyszámú részecske modellezése azonban rendkívül számításigényes, így az SPH szimulációk alkalmatlanok kis viszkozitás ($\alpha \leq 0,001$) modellezésére. A jelen dolgozatban használt GFARGO2 kód azonban rácsháló-alapú, a viszkozitás pedig a kezdőfeltételekben definiált érték, így széles tartományon vizsgálható. Az α paraméter értékét a referenciamodellben 0,1-re állítottam.

A referenciamodellbeli korong általam választott oldaláránya ($h = 0,05$), némileg eltér a Trevascus és mtsai. (2021) által használt

0,02-os értéktől. A modellezett korongok Jura (2003) és Veras (2016) feltételezéseivel egyetértésben geometriailag laposak ($\gamma = 0$).

A Ca II emissziós vonalainak aszimmetriájának mértéke annál jelentősebb, minél kisebb inklinációs szögből nézzük a korong fél nagytengelyét. $i = 0^\circ$ -os inklináció esetén ugyanis éléről látjuk a korongot, így a látóirányú sebességek ekkor a legnagyobbak. Jelen dolgozatban minden modellben 45° -os inklinációs szögben látunk rá a korongra. A referenciamodell paramétereinek összegzése a 2. táblázatban olvasható.

Csillag paramétere	
M_*	$0,7 M_\odot$
T_*	17000 K
R_*	0,000046 CSE
R_{Roche}	0,006 CSE
Bolygó paramétere	
M_p	$0,01 M_\oplus$
a	0,0007 CSE
e_p	0,4
$\dot{M}_p$	1 keringés
Korong paramétere	
Δt	3 év
α	0,1
h	0,05
γ	0
i	$45^\circ^\dagger$
hőmérséklet	$T \sim r^{-3/4}$
R_{Sub}	0,0007 CSE

2. táblázat. A referenciamodell paramétere. $^\dagger i = 0^\circ$ esetben a korong az éléről látszik.

Annak, hogy melyik Ca II-triplettag emisszióját számolom ki, csak akkor lenne jelentősége, amennyiben az abszolút fluxusra lenné kíváncsi. Jelen dolgozatban azonban szinte kizárólag a normált fluxussal foglalkoztam. A vizsgálatok során választásom a 8662 Å hullámhosszú triplettagra esett. A Ca II-triplet mindhárom vonalának modellezéséhez használt adatai megtalálhatók a 3. táb-

λ (Å)	8498	8542	8662
ϵ_l (cm $^{-1}$)	13650	13711	13650
ϵ_u (cm $^{-1}$)	25414	25414	25192
A_{ul} ($\times 10^8$ s $^{-1}$)	0,0111	0,099	0,106
g_u	4	4	2

3. táblázat. A Ca II-triplet átmenetek paramétere. Félkövér betűk jelzik a modellezés során számított vonal adatait.

lázatban, félkövér betűkkel kiemelve az általam választott vonalat.

Pramétervizsgálatok: Folytatásként a referenciamodelltől egy-egy paraméterében eltérő modelleket vizsgáltam meg, hogy a paraméterek hatásait egymástól függetlenül is kiértékelhessem.

Elsőként megvizsgáltam a Chiang–Goldreich, illetve feketetest hőmérséklet-profilok által okozott különbségeket. Fontos kiemelni, hogy a különböző hőmérséklet-profilok azt eredményezik, hogy a szublimációs sugár helye megváltozik. Ezzel együtt pedig a bolygó fél-nagytengelye is másnak lett választva. Amennyiben a feketetest-sugárzásból adódó hőmérséklet-profil alkalmaztam (5. egyenlet), a szublimációs sugár helye, illetve a bolygó fél-nagytengelye 0,006 CSE-nek adódott. Ez 12,1 órás keringési periódust eredményez. A csillag hőmérséklete (17000 K) ekkor azt eredményezi, hogy a Roche- és szublimációs sugarak egybeesnek. A két hőmérséklet-profil által a modellfelépítésben okozott különbségeket az 5. ábra hivatott szemléltetni.

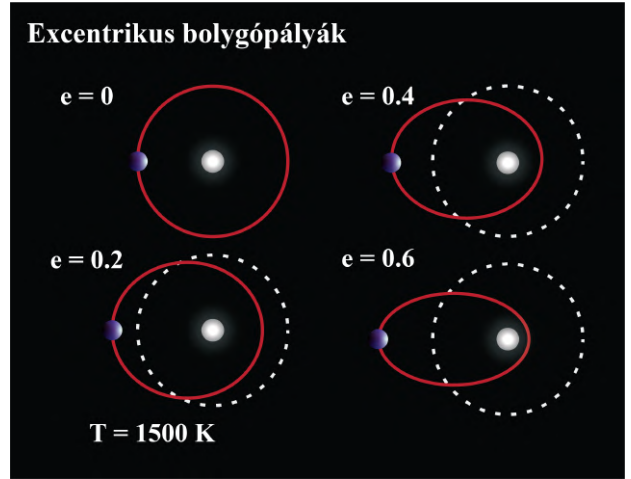
Következőként különböző excentricitású bolygókat vizsgáltam meg, hogy lássam, mekkora az a minimális excentricitás, amely aszimmetrikus vonalprofilt tud eredményezni (3.4. fejezet). Az eltérő excentricitású bolygók fél-nagytengelye megegyezik, így az egyes modellekben a bolygó pályája különböző mértékben nyúlik be a szublimációs sugár alá. A különböző excentricitású pályákat a 7. ábra

#	Hőmérséklet	$a(\text{CSE})$	α	T_{dis}	e_p	h
C1 [†]	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,1	1	0,4	0,05
C2	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,1	1	0,0	0,05
C3	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,1	1	0,2	0,05
C4	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,1	1	0,6	0,05
C5	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,1	100	0,4	0,05
C6	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,1	1000	0,4	0,05
C7	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,1	52 596	0,4	0,05
C8	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,01	1	0,4	0,05
C9	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,001	1	0,4	0,05
C10	$T \sim r^{-3/4}$	0,0007	0,01	1	0,4	0,02
B1	$T \sim r^{-1/2}$	0,006	0,1	1	0,4	0,05
B2	$T \sim r^{-1/2}$	0,006	0,1	100	0,4	0,05
B3	$T \sim r^{-1/2}$	0,006	0,05	1	0,4	0,05
B4	$T \sim r^{-1/2}$	0,006	0,01	1	0,4	0,05
B5	$T \sim r^{-1/2}$	0,006	0,001	1	0,4	0,05
B6	$T \sim r^{-1/2}$	0,006	0,01	1	0,4	0,02

4. táblázat. A dolgozatban vizsgált összes modell paramétertere. Csak azon paraméterek vannak feltüntetve, amelyek eltérnek a referenciamodellben használtaktól (lásd a 2. táblázatot).

[†]Referenciamodell.

szemlélteti. Fontosnak tartottam azt is megvizsgálni, hogy mi történik, amikor a bolygó a szimulációk, és így az aszimmetriára vonatkozó megfigyelések hosszával összemérhető időskálán esik szét (3.5. fejezet). Ezek után azt vizsgáltam meg, milyen változásokat okoz az aszimmetria, illetve az akkréció fennmaradásának időskálájában a korong viszkózitásának megváltoztatása (3.6. fejezet). Végül, de nem utolsó sorban, két olyan modellt is tanulmányoztam, amelyekben a korong oldalarányát változtattam meg (3.7. fejezet). Minden vizsgálat során tanulmányoztam, milyen hatással vannak az egyes paraméterek a korong globális excentricitásának és tömegének, a vonal aszimmetriájának, valamint a korong precessziójának fejlődésére. A különböző modellek paramétereit a 4. táblázat foglalja össze.



7. ábra. Különböző excentricitású bolygópályák (vörös folytonos vonalak) helyzete a szublimációs sugárhoz képest (fehér szaggatott vonalak). Az excentrikus pályájú bolygók csak keringési periódusuk egy részét töltik a szublimációs sugáron belül.

3. EREDMÉNYEK

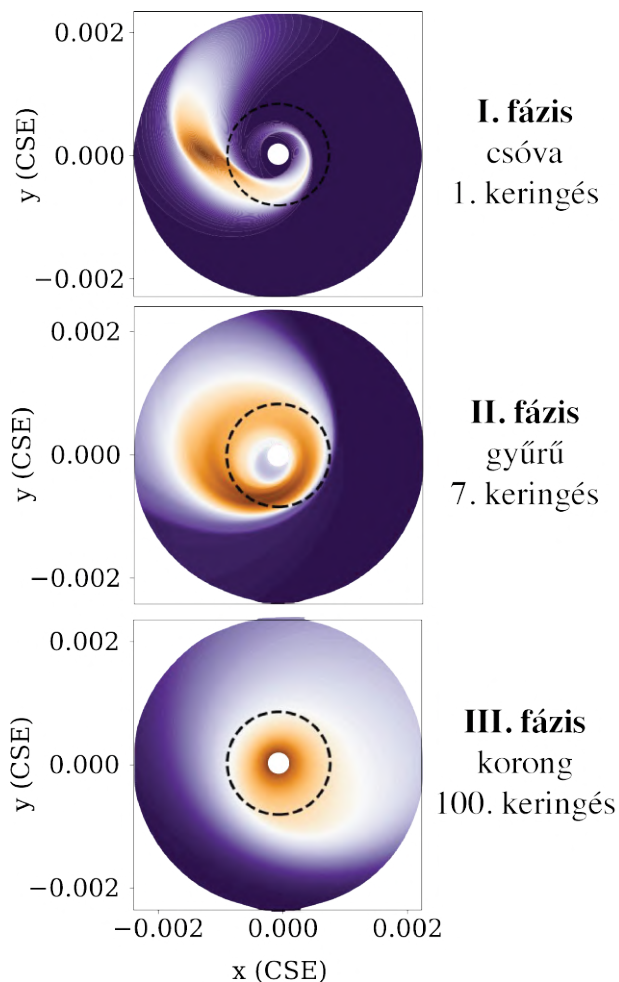
Ebben a fejezetben a hidrodinamikai szimulációk és a sugárzási transzfer modell felhasználásával kapott eredményeket mutatom be. A 3.1. és 3.2. fejezetek a referenciamodell alapján fogalmaznak meg általános állításokat. Az ezeket követő fejezetek egy-egy paraméter megváltoztatásának hatását emelik ki.

3.1. KORONGKÉPZŐDÉS

Jelen fejezetben a referenciamodell (C1) elemzése során megfogalmazott, a korongképződés folyamatára vonatkozó általános állításokat mutatom be. A korongképződés három fázisban történik⁸. Az első fázis során a Kepler-nyírás jóvoltából a gáz csóvaszerűen szét húzódik a szétéso bolygó pályája mentén. A második fázisban a gáz gyűrűt formál, és retrográd irányban precesszálni kezd. Az anyag ekkor is aszimmetrikus eloszlású, mivel az excentrikus gyűrű apocentrumának környékén a gázrészecskék lelassulnak és feltorlódnak. Ennek következtében az apocentumbeli sűrűség megnő, és úgynevezett apocentrum-fénylést láthatunk. A második fázisban az aszimmetrikus sűrűségter miatt a Ca II-triplet szintén aszimmetriát mutat (a sűrűség- illetve sebességter aszimmetriára gyakorolt hatásával részletesen a 3.2. fejezet foglalkozik). A harmadik, egyben leghosszabb ideig tartó fázisban a gázgyűrű viszkozusan szétterül és korongot formál. Amennyiben a bolygó excentrikus pályán keringett, a létrejövő korong szintén excentrikus marad (a bolygó excentricitásának hatását a 3.4. fejezet tárgyalja részletesebben).

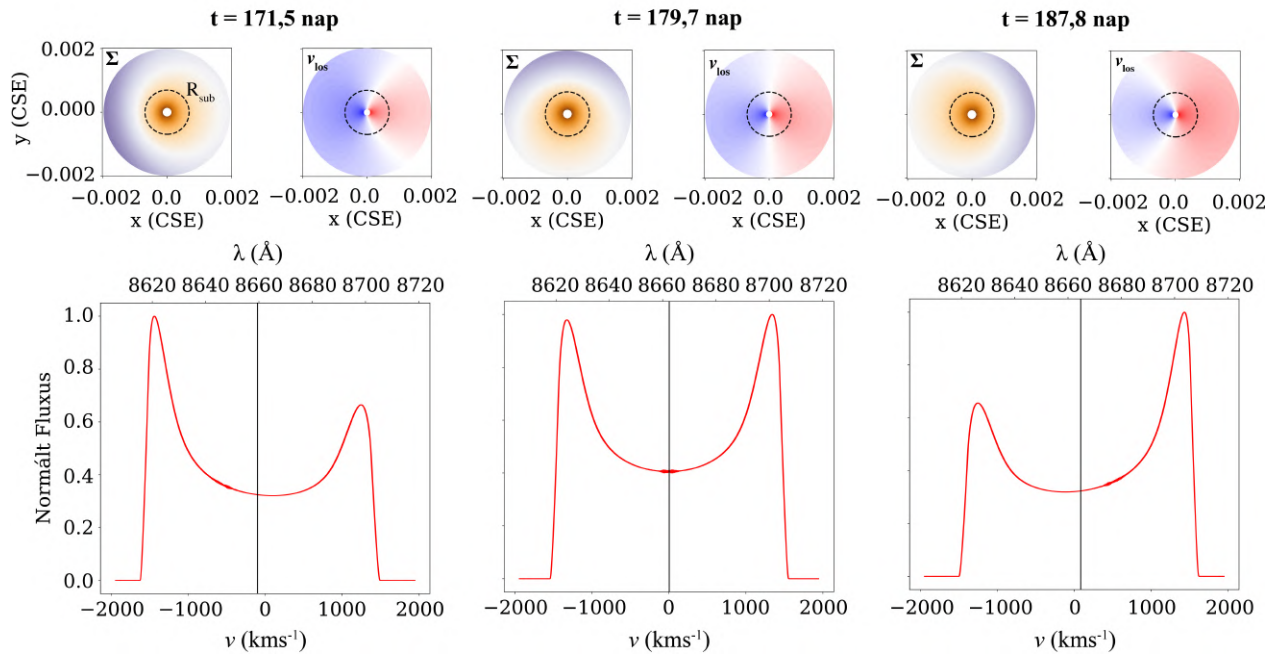
A korongképződés egyes fázisait a 8. ábra mutatja be. Az egyes paneleken a korong felületi sűrűségét láthatjuk különböző időpillanatokban. Az utolsó pillanatkép 100 bolygókeringésnyi idő (körülbelül két nap) elteltével

⁸A három fázis egyike sem választható el egzaktul a többitől, a fázisok közt folyamatos átmenet van.



8. ábra. A korongképződés fázisai a referenciamodellben. A pillanatképek 7., 20., 50., illetve 100. bolygókeringésnek megfelelő pillanatban ábrázolják a hidrodinamikai szimulációk során kapott sűrűségteret. A sűrűségperturbációk jobb láthatósága érdekében $\Sigma^{1/3}$ -t ábrázoltam. Szaggatott fekete vonal jelöli a szublimációs sugarat.

mutatja a korongot. Látható, hogy az első és második fázis tranziens jelenség, vagyis csupán néhány keringésen át figyelhető meg. Ennek fényében csekély annak az esélye, hogy az első vagy második fázisban figyelhessünk meg egy korongot. A második fázis hosszát azonban jelentősen befolyásolja a korong viszkozitása. Minél kisebb ugyanis a viszkozitás, annál hosszabban figyelhető meg a második fázis (a viszkozitás hatását részletesen a 3.6. fejezet tárgyalja).



9. ábra. A referenciamodell sűrűség- és sebességtér három pillanatban (felső sor), illetve az ekkor számított vonalprofilok (alsó sor). A korongokra alulról nézünk rá. A sűrűségperturbációk jobb láthatósága érdekében $\Sigma^{1/3}$ -t ábrázoltam. A sűrűség- illetve sebességtérre szaggatott fekete vonal jelöli a szublimációs sugarat. A vonalprofilokat bemutató paneleken függőleges fekete vonalak jelölik a vonalcentrum helyét (a két csúcs 0 km s^{-1} -től vett távolságának átlagát). A gázkorong retrográd precessziója az intenzitásmaximumok helyének periodikus felcserélődését okozza.

A harmadik fázisában, amennyiben a szét-eső bolygó pályája excentrikus volt, a gáz excentrikus korongot formál. A 9. ábra a korong kései állapotáról mutat néhány pillanatképet. Az ábra egyes paneljein nyomon követhetjük a sűrűség- illetve sebességtér (Σ , ill. v_{los}), valamint a Ca II vonalprofil fejlődését. Az excentrikus gázkorongokban a pericentrumban, illetve apocentrumban lévő gáz hőmérséklete, sűrűsége és sebessége eltér. A korong különböző pontjain különböző intenzitású és Dopplereltolódású vonalak keletkeznek. Ez aszimmetrikus, kettős csúcsú vonalprofilt eredményez (amint azt a 2. ábra is szemléltette). A korong retrográd irányban precesszál. Ennek következtében a vörös- és kékeltolódott csúcsok fluxusaránya a precesszió periódusidejével összhangban felcserélődik. A 9. ábráról az is kitétni, hogy az aszimmetria akkor maximális,

amikor a korong nagytengelyére nézünk rá, illetve akkor minimális, ha a korongot a kistengelye felől nézve vizsgáljuk. Megfigyelhető továbbá, hogy bár az excentrikus korongok kiterjedése a pálya apocentruma felé jelentősebb, a vonalprofilnak a pericentrumhoz közelebbi szárnyának fluxusa nagyobb. A pericentrumbeli felfényesedés azért alakul ki, mivel a gáz itt egyszerre sűrűbb és forróbb.

3.2. ASZIMMETRIKUS CA II VONALPROFIL KELETKEZÉSE

Ebben a fejezetben két esetben vizsgáltam a vonalprofilt: a) amikor csak a sűrűségter aszimmetrikus, a sebességtér viszont kepleri; illetve b) amikor mind a sűrűség-, mind a sebességtér aszimmetrikus. Kepleri sebességterű, de inhomogén sűrűségterű jöhet létre

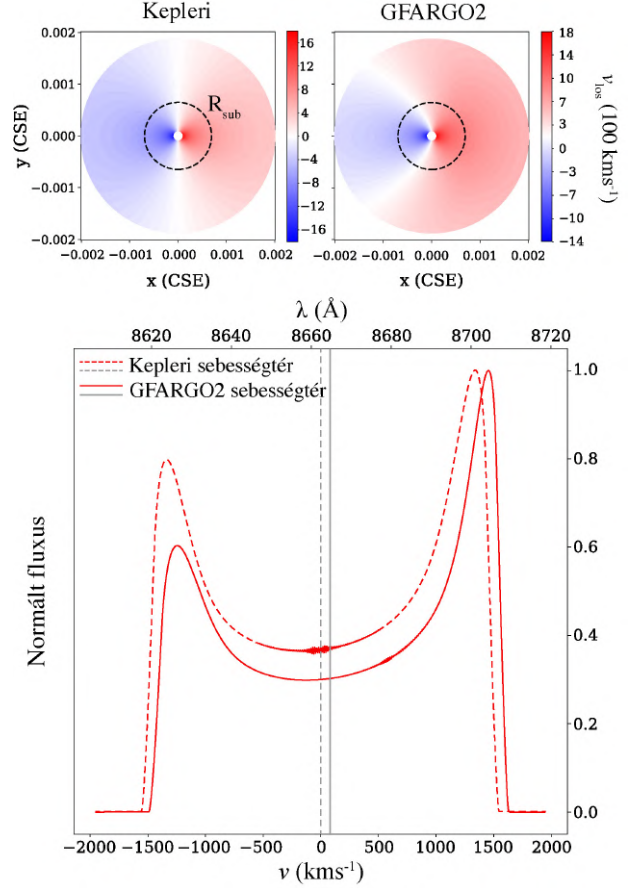
például egy, a csillag körül körpályán keringő anyagcsomó révén (Redfield és mtsai., 2017; Veras & Wolszczan, 2019). Mindkét esetben az aszimmetrikus sűrűségtér a hidrodinamikai szimulációkból van kinyerve. Ehhez a vizsgálathoz is a referenciamodell (C1) hidrodinamikai szimulációinak eredményeit használtam fel.

A 10. ábra két felső panelén a két különböző sebességtér esetén láthatjuk a gáz látóirányú sebességének eloszlását. Balra a kepleri, jobbra pedig a hidrodinamikai szimulációk eredményeképp kapott sebességtér látható. A sűrűségtér mindkét esetben megegyezik a 9. ábrán bemutatott, $t=187,8$ nap elteltével kialakuló sűrűségtérrel. A 10. ábrán jól látható, hogy a kepleri sebességtér minden tekintetben szimmetrikus. A sebességtérek közötti eltérés többek közt abban is megnyilvánul, hogy a látóirányú sebességek eloszlása eltér a két esetben.

Az aszimmetria mértékét a vonalprofil vörös- illetve kékeltolódott csúcsainak fluxuskülönbsége adja. Az erősebb és gyengébb csúcs közötti fluxuskülönbséget jelölje δ . Ekkor az aszimmetria mértéke $\xi = 1 - \delta$.

A 10. ábra alsó panelje az egyes sebességtérek alkalmazása esetén kapott vonalprofilokat mutatja be. A kepleri sebességtérhez tartozó Ca II profil a sebességtér szimmetriája ellenére is aszimmetrikus, $\xi = 0,2$. Jelen esetben az excentrikus korong inhomogén anyageloszlása felelős az aszimmetrikus sűrűségtér kialakulásáért. Amennyiben a sebességtér is aszimmetrikus, a Ca II vonal aszimmetriája kétszeresére nő, $\xi = 0,4$.

A vonalcentrum kepleri sebességtér esetén minden esetben 0 km s^{-1} -nél helyezkedik el. Vagyis amennyiben csak a sűrűségtér mutat aszimmetriát, a vonalcentrum nem tolódik el. Ezzel szemben, amikor a sebességtér is aszimmetrikus, a vonalcentrum eltolódik (lásd a függőleges szaggatott, illetve folytonos szürke vonalakat a 10. ábrán). A vonalcentrum eltolódása egy excentrikus korong egyértelmű



10. ábra. Fent: a kepleri, illetve a hidrodinamikai szimulációk eredményeképp kapott látóirányú sebességtér a referenciamodellben ($t=187,8$ nap). A fekete szaggatott vonalak a szublimációs sugarat jelölik. Lent: a kétféle sebességtér felhasználásával kapott vonalprofilok. Szaggatott vonal jelöli a kepleri, és folytonos vonal a GFARGO2 szimuláció sebességtérével kapott vonalprofil. A függőleges szürke vonalak a vonalcentrumot mutatják a két sebességtér esetén.

jele (Regály és mtsai., 2011, 2014). Ennek értelmében, amennyiben eltolódott aszimmetrikus vonalprofil észlelünk, biztosak lehetünk benne, hogy a gázkorong excentrikus, sebességtére pedig aszimmetrikus. A jelen fejezetben vizsgált modellben a vonalcentrum helye 100 km s^{-1} , amely a hullámhossz-térben egy $2,78 \text{ nm}$ -es eltolásnak felel meg.

3.3. HŐMÉRSÉKLET-PROFILOK

A gázkorongok és az aszimmetria fejlődését két különböző hőmérséklet-profil feltételezése mellett is megvizsgáltam. Jelen fejezetben a C1, illetve B1 modelleket hasonlítottam össze (lásd a 4. táblázatot).

A feketetest hőmérséklet-profilát az 5., a Chiang–Goldreich modellt pedig a 6. egyenlet definiálja. Az eltérő hőmérsékletek miatt a szublimációs sugár helye, és így a széteső bolygó keringési távolsága a két modellben eltér. A Chiang–Goldreich hőmérséklet-profil esetén $R_{\text{sub}} = a = 0,0007$ CSE, míg a feketetest modellben $R_{\text{sub}} = a = 0,006$ CSE. Ezzel együtt a bolygók periódusideje is különbözik, értéke a két hőmérséklet-profil esetén rendre 12,1, illetve 4,9 óra.

A 11. ábra a gázkorongok felületi sűrűség- és látóirányú sebességterét mutatja be a két hőmérséklet-profil esetén. Az ábra az időfejlődés azon pillanatképeit mutatja, amikor a lehető legerősebb vörös oldali aszimmetriát láthatjuk. A sűrűségtereket összehasonlítva látható, hogy a feketetest-modellben a korong kiterjedtebb. A viszkózus szétterülés hatására gáz a szublimációs sugáron kívül is jelen van mindkét esetben. A korongok excentrikussága a sűrűség-, illetve sebességtérre pillantva is nyilvánvaló.

A 11. ábra a sűrűség- és sebességtér mellett feltünteteti az adott időpillanatokban számított Ca II vonalprofilokat is. Világosan látszik, hogy a Chiang–Goldreich modell alkalmazása esetén ugyanakkora inklinációs szöget feltételezve a kialakuló vonalak sebességtérben szélesebbek, a vonal szélei $\pm 1500 \text{ km s}^{-1}$ -nál találhatók. Ezzel szemben a feketetest-moddellel számított vonal esetén már a vonal szélei $\pm 750 \text{ km s}^{-1}$ -nál találhatók. Ez a különbség annak tudható be, hogy a Chiang–Goldreich profil esetén a hőmérséklet a feketetest modellhez képest meredekebben csökken. Ennek következtében a Ca II korong belső határa (ahol $T = 5000\text{K}$) a csillaghoz közelebb

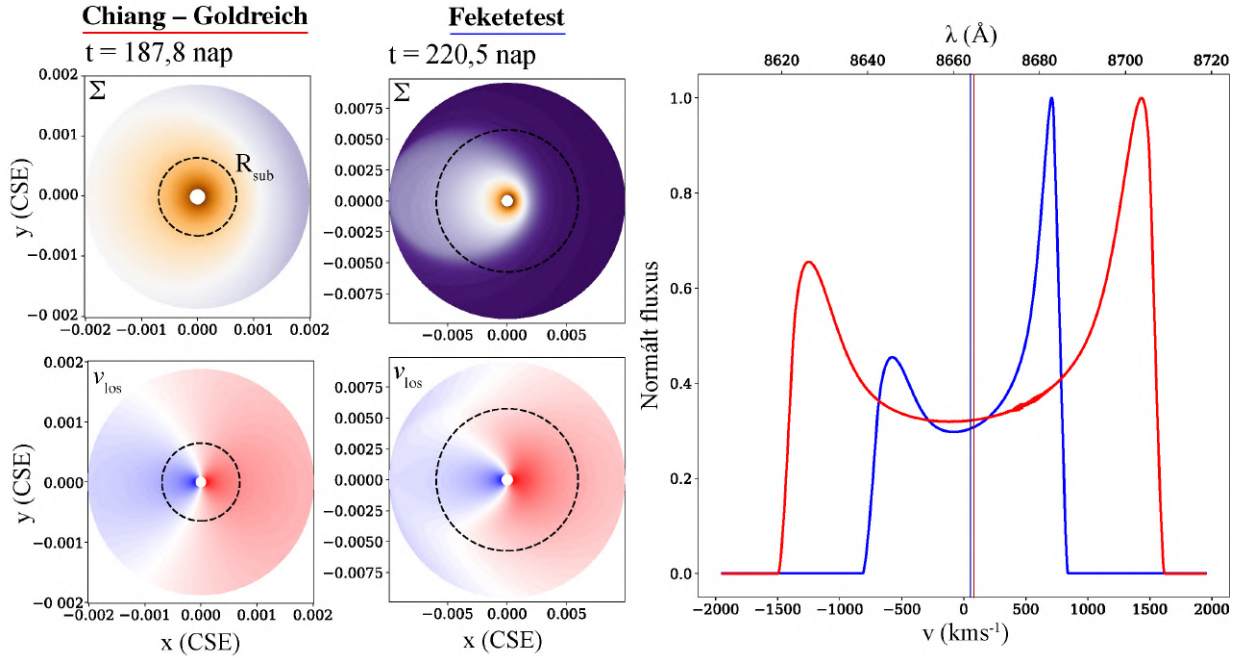
található, ahol a gáz keringési sebessége nagyobb. A feketetest modellben a korong belső határa a csillagtól távolabb helyezkedik el, így a kisebb keringési sebességeknek megfelelően szűkebb vonalak keletkeznek.

A 11. ábrán az is megfigyelhető, hogy a feketetest-modellben a vonal aszimmetriája nagyobb: a Chiang–Goldreich modellt használva $\xi = 0,35$, míg a feketetest modellben $\xi = 0,55$. Ahogy erre a későbbiekben részletesebben is kitérek, ez a jelenség a teljes vizsgált időintervallum alatt megfigyelhető. A vonal centruma a Chiang–Goldreich modellben 100 km s^{-1} -nál, a feketetest-modellben pedig 68 km s^{-1} -nél található.

A két Ca II vonalban közös, hogy szárnyaik meredekek. Ez annak tudható be, hogy a simulációk belső számítási határain, 5000 K hőmérsékleten, a Ca II teljes mértékben Ca III ionná alakul át (Gänsicke és mtsai., 2006). Így ezen a határon belül már nem figyelhető meg Ca II.

A Ca II vonalak szélessége és a vonal centrumának helye függ a gázkorongok inklinációjától. A 12. ábra különböző inklinációs szögek mellett mutatja a vonalprofil alakulását. Minél kisebb az inklináció, a vonal annál keskenyebb, illetve annál kevésbé eltolódott. Amennyiben az inklinációt 0° -ra állítom (azaz a korongra éléről nézünk rá), az aszimmetria maximális. Ebben az esetben továbbá a vonal a lehető legszélesebb, mivel a látóirányú sebességek ebben az esetben a legnagyobbak. A Chiang–Goldreich hőmérséklet-profilát használva a legnagyobb elérhető vonalszélesség 2285 km s^{-1} , míg a feketetest modellben ez csupán 1153 km s^{-1} .

A 13. ábrán a korong excentricitásának, a Ca II vonal aszimmetriájának, valamint a korong tömegének időfejlődését láthatjuk. A hosszútávú időfejlődés három szakaszra bontható. Az első szakaszban, mely csupán néhány napig tart, még nem alakult ki a globálisan excentrikus, precesszáló korong (lásd a 3.1. fejezetet). A második szakasztól azonban már



11. ábra. A C1 (Chiang–Goldreich), illetve B1 (feketetest) modellek sűrűség- illetve látóirányú sebességtér, valamint a Ca II vonalprofilok. Mindkét esetben a lehető legnagyobb vörös oldali aszimmetriát mutató időpillanatot ábrázoltam. A sűrűség- illetve sebességtérkéken fekete szaggatott vonal jelöli a szublimációs sugarat. A vonalprofilokat bemutató panelen vörös vonal mutatja a Chiang–Goldreich, és kék vonal a feketetest-modellben kapott vonalprofil. Sötétvörös, illetve sötétkék függőleges vonalak jelölik az egyes vonalak centrumát.

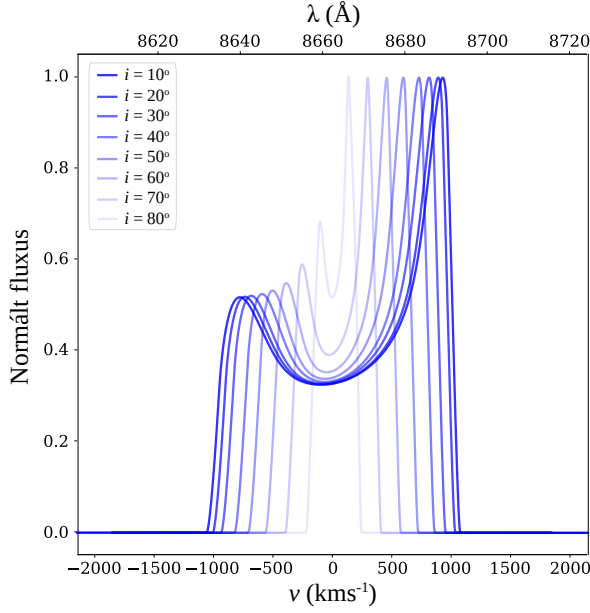
értelmezhető a korong globális excentricitása. Ennek a szakasznak a kezdetén a gázkorong tömege maximális: a bolygó már szétesett, azonban a gáz csak ebben a szakaszban kezd a csillagra hullani. A korong ennek következtében folyamatosan ürül. Az utolsó szakaszra a korong teljesen kiürült, tömege egyenlő lesz a háttérkorong tömegével. A Ca II vonal abszolút fluxusa korrelál a korong tömegével, így a korongok véges ideig maradnak megfigyelhetők.

A korong globális excentricitása (13. ábra A panelje), illetve az aszimmetria mértéke (B panel) az első szakasz során folyamatosan növekszik. A második szakasz kezdetén a két érték eléri maximumát, majd ezen értéken stagnálnak a harmadik szakasz kezdetéig. A harmadik szakasz során az excentricitás és az aszimmetria folyamatos csökkenése figyelhető meg, idővel mindkét érték zérusra csökken. A

globális excentricitás és az aszimmetria között antikorrreláció figyelhető meg: minél excentrikusabb a korong, annál kisebb az aszimmetria.

A feketetest-modell esetében az excentricitás maximuma kisebb, mint a Chiang–Goldreich modellben (rendre 0,4, illetve 0,35). Ezzel szemben a feketetest-modellben az aszimmetria mértéke nagyobb ($\xi = 0,58$), mint a Chiang–Goldreich-modellben ($\xi = 0,4$).

A 13. ábra C paneljén a korong tömegének időfejlődését láthatjuk, a bolygó kezdeti tömegében mérve. A görbét csak addig a pontig ábrázoltam, amíg a gázkorong sűrűsége a háttérsűrűségére nem csökken. Látható, hogy a feketetest-modellben a korong lassabb ütemben hull a központi csillagra. Ez elsősorban az egyes hőmérséklet-profilok eltérő kinematikai viszkozitásának köszönhető. A kinema-



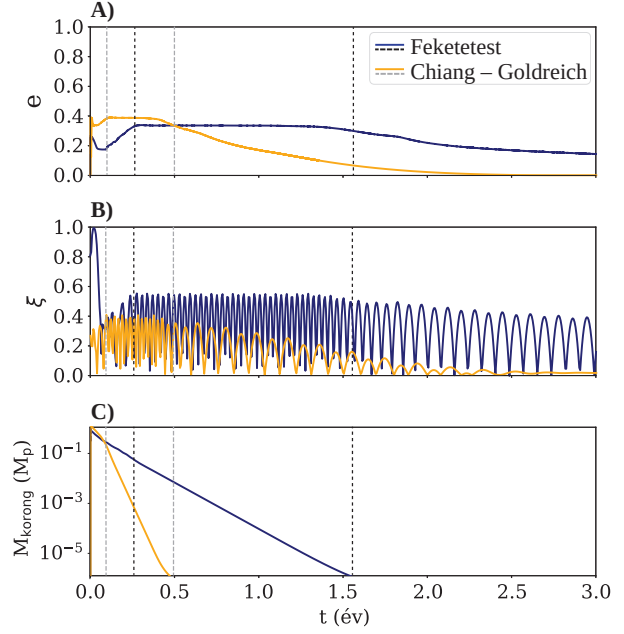
12. ábra. Ca II vonalprofilok különböző koronginklinációk feltételezése mellett a B1 modellben. A halványabb vonalakhoz kisebb inklináció tartozik.

tikai viszkozitás

$$\nu = \alpha h^2 a^{2\gamma+1/2}. \quad (36)$$

A viszkozitás a két hőmérséklet-profil esetén $\nu_{CG} = 6,51 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, illetve $\nu_{BB} = 1,94 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. A feketetest-modellben tehát a viszkozitás kisebb, így a korong ürülése lassabb.

Az excentrikus korongok retrográd irányban precesszálnak. Ez a retrográd precesszió okozza a periodikus csúcs-cserét a vonalprofilban, azaz az aszimmetria periodicitását. A precessziós periódus, T_p , az aszimmetria idősorának Fourier-transzformáltjának elemzésével állapítható meg. A Chiang–Goldreich profil esetén a precessziós periódus 17,56, míg a feketetest modellben 23,52 napnak adódott. A precesszió időskálája függ ν kinematikai viszkozitás értékétől. Ezt a két hőmérséklet-profil esetén összehasonlítva látható, hogy kisebb viszkozitáshoz lassabb precesszió tartozik (a viszkozitás és a precessziós periódus



13. ábra. A panel: a korongok globális excentricitásának időfejlődése a Chiang–Goldreich (narancssárga, C1), illetve feketetest (sötétkék, B1) hőmérséklet-profilok esetén. B, illetve C panel: ugyanezen korongok esetén a Ca II vonalprofil aszimmetriájának, illetve a korongok tömegének időfejlődése. A függőleges szaggatott vonalak a hosszútávú időfejlődés egyes szakaszait hivatottak elválasztani. Az első szakaszban még nem beszélhetünk kifejezett korongról, míg az utolsó szakaszra a korong teljesen kiürül.

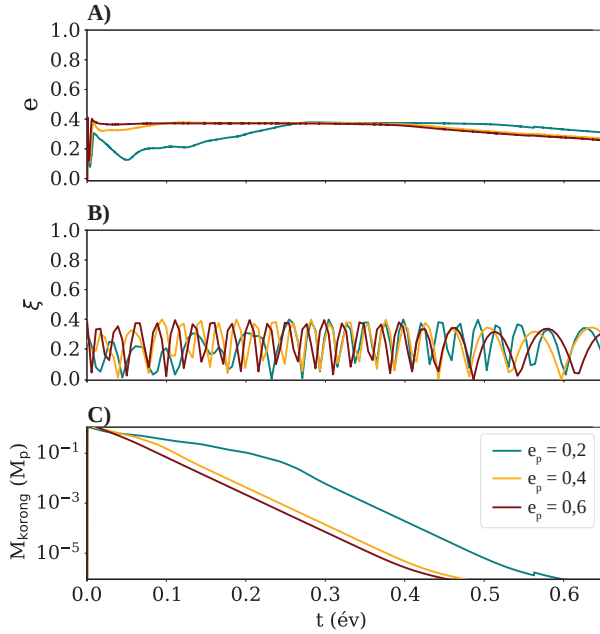
kapcsolatával részletesebben a 3.6. fejezet foglalkozik). A precessziós periódus korrelál továbbá a korong excentricitásának maximumával és így az aszimmetria mértékével: minél excentrikusabb a korong (és így minél kisebb az aszimmetria), annál rövidebb a precesszió időskálája.

3.4. EXCENTRICITÁS ÉS PRECESSZIÓ

Ebben a fejezetben a C2, C3, C1 és C4 modelleket hasonlítom össze. A négy modell egyedül a széteső bolygó excentricitásában különbözik (e_p értéke rendre 0; 0,2; 0,4; és 0,6).

Amennyiben a széteső bolygó pályája kezdetben kör volt, azaz $e_p = 0$, aszimmetria

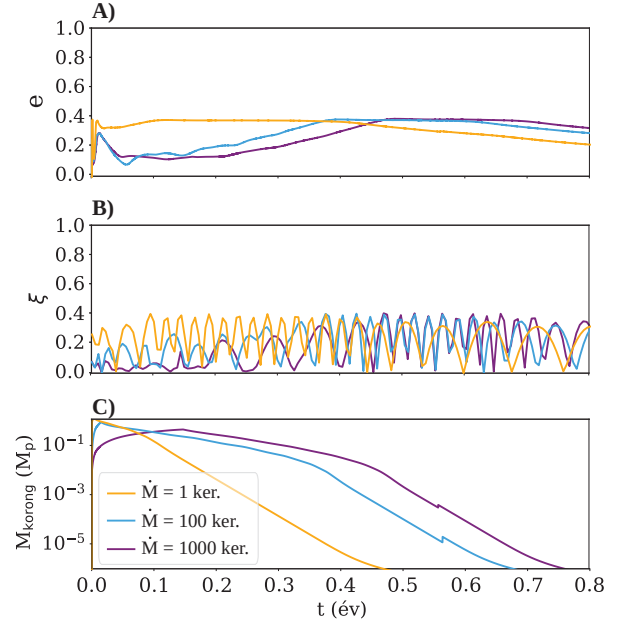
csak az első néhány keringés alatt figyelhető meg, amíg a bolygó anyaga szétterül az eredeti pálya mentén (azaz a korongképződés első és második fázisában, lásd a 3.1. fejezetet). Ezt követően a gáz a viszkozitás hatására szétterül, azonban körpályán kering tovább. Ahhoz tehát, hogy hosszú időskálán láthassunk aszimmetriát, szükséges, hogy a széteső bolygó pályája excentrikus legyen.



14. ábra. Ugyanaz, mint a 13. ábra, a C3, C1 és C4 ($e_p = 0, 2; 0, 4; 0, 6$) modellekben.

A 14. ábra A panelje a három, excentrikus pályán széteső bolygót feltételező modellben mutatja a korongok globális excentricitásának időfejlődését. Látható, hogy az excentricitás maximuma a bolygó kezdeti excentricitásától független, mind a három modell esetében 0,4. A B panelen az aszimmetria időfejlődését láthatjuk. Az egyes korongok precessziós időskálája növekedő kezdeti excentricitás mellett 17,35; 17,56 és 17,59 nap, tehát a precesszió időskálája független a kezdeti bolygóexcentricitástól.

A 14. ábra C panelén a korongok tömegének időfejlődése látható. Az egyes korongok tömege, és így a fehér törpe akkréciós rátá-



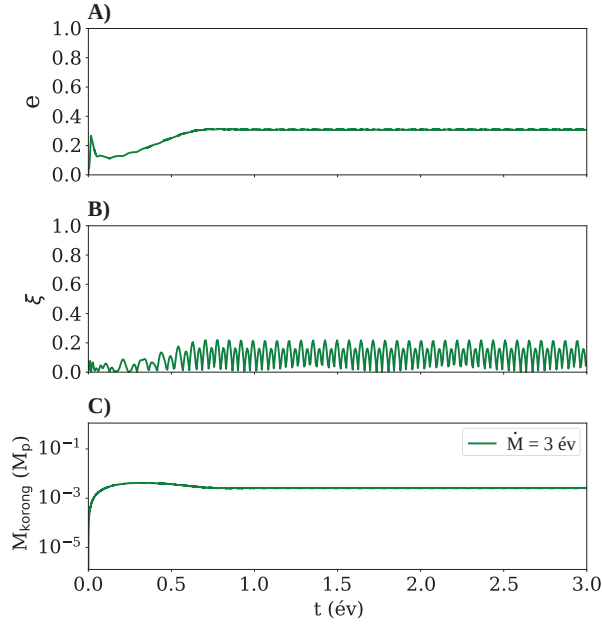
15. ábra. Ugyanaz, mint a 13. ábra, a C1, C5, C6 ($T_{\text{dis}} = 1; 100; 1000$ keringés) modellekben.

ja függ a bolygó kezdeti excentricitásától. A különböző excentricitású modellekben a korongtömeg 0,6; 0,47, és 0,45 év alatt éri el a háttérsűrűséget. Minél nagyobb tehát a bolygó excentricitása, annál hamarabb tűnik el a korong.

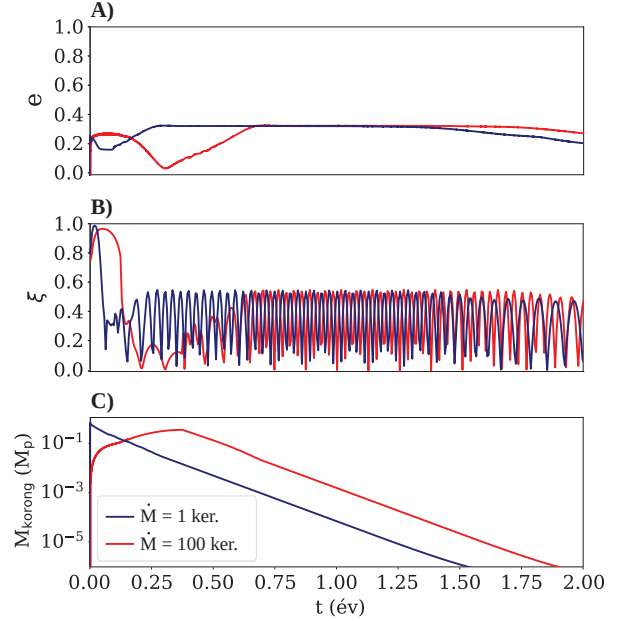
3.5. A BOLYGÓ SZÉTESÉSI ÜTEME

Ebben a fejezetben elsőként a C1, C5, C6 és C7 modelleket hasonlítottam össze. A különböző szimulációkban a bolygó 1, 100, 1000, illetve 54400 keringés (utóbbi közelítőleg 3 évnél felel meg) alatt esik szét. E négy modellben a Chiang–Goldreich hőmérséklet-profil alkalmaztam.

A 15. ábra a C1, C5 és C6 modellek egyes paramétereinek hosszútávú időfejlődését mutatja be. A szétesés sebességének csökkentésével a korongképződés korai fázisai elhúzódnak. Ez azt jelenti, hogy a globálisan excentrikus korong később alakul ki. Ennek megfelelően a korong excentricitásának időfejlődésén (a 15. ábra A paneljén) látható, hogy a lassab-



16. ábra. Ugyanaz, mint a 13. ábra, a C7-es modellben.



17. ábra. Ugyanaz, mint a 13. ábra, a B1, illetve B2 feketetest-modellekben.

ban széteső bolygókat feltételező modellekben az excentricitás késve, körülbelül fél év elteltével éri el a maximumát. Az aszimmetria maximális értékére a szétesés üteme nincs befolyással (B panel). Ezen felül a szétesési ütem a precessziós időskálára sincs hatással, a precesszió periódusa a három modellben rendre 17,56; 17,35; illetve 17,50 nap.

A korong tömege (C panel) annál lassabban csökken, minél lassabban veszíti el a bolygó az anyagát. A korong kiürülésének ideje tehát korrelál a szétesés sebességével. Ez pedig azt jelenti, hogy a Ca II-triplet jelét lassabban széteső bolygók esetén hosszabb ideig láthatjuk. Az egy keringés alatt széteső bolygó esetén a korong már 0,47 év után kiürül, míg ugyanez a 100, illetve 1000 keringés alatt széteső bolygók esetén 0,68 és 0,76 év alatt történik meg.

A 16. ábra a C7-es modell paramétereinek időfejlődését mutatja be. Ebben a szimulációban a bolygó három év alatt esett szét. Az ábra A paneljéről világosan látszik, hogy a kezdeti növekedés után a korong globális excentricitása a szimuláció végéig 0,31-es értéken stagnál. Ezt tükrözi az aszimmetria is (B panel), melynek maximuma az előző modellekben látottaknál ugyan kisebb értéket vesz fel ($\xi = 0,2$), azonban a szimuláció teljes ideje alatt változás nélkül fennmarad. A korong precessziós periódusa 91,29 nap. E szerint, amennyiben a bolygó több éves időskálán esik szét, a korong lassabban precesszál, mint ha néhány tíz napon belül (max. 1000 keringésen) megtörténne a szétesés.

A korong tömege (C panel) szintén stagnál a szimulációban. Ez azt jelenti, hogy a csillagra ebben az időben olyan ütemben hull a gáz, amilyen ütemben azt a bolygó elveszíti. A korong tömegének lassú csökkenése miatt a korong három év elteltével is fennmarad. A korongtömeg csökkenését lineárisan extrapolálva azt kapjuk, hogy a korong, és így a Ca II

jel 16,39 éven keresztül megfigyelhető.

Két feketetést hőmérséklet-profil használó modellt (B1, illetve B2) is összehasonlítottam, melyekben a bolygó egy, illetve száz keringés alatt esik szét. Ezen korongok időfejlődését a 17. ábra mutatja be. Azt találtam, hogy a C1, C5 és C6 modellek esetében leírt jelenségek ugyanúgy jelennek meg a feketetést-modellekben is. A különböző hőmérséklet-profilok feltételezése mellett tehát az eredmények kvalitatív egyezést mutatnak. A lassabb szétesés A Chiang–Goldreich modelleknel megfigyeltékhez hasonlóan késlelteti a korong kialakulását, illetve kiürülését, és ezzel az aszimmetria eltűnését. A B1 modellben a korong 1,54 év alatt ürül ki, precessziós periódusa 23,52 nap, míg a B2 modellben a kiürülés időskálája 1,89 év, a precessziós periódus pedig 23,48 napnak adódik.

3.6. A KORONGOK VISZKOZITÁSA

Ebben a fejezetben különböző α viszkozitásparaméter mellett tanulmányoztam a korongok és a Ca II vonalprofil fejlődését. A Chiang–Goldreich hőmérséklet-profilú modellekben az $\alpha = 0,1, 0,01$ és $0,001$ értékeket vizsgáltam (a 4. táblázatban ezeknek rendre a C1, C8 és C9 modellek felelnek meg). Feketetést-hőmérséklet-profil feltevése mellett pedig ezeken felül egy $\alpha = 0,05$ -ös viszkozitású modellt is elemeztem (B1, B3, B4 és B5 modellek).

A 18. ábra a hét modell spektrogramját mutatja be. Ezek az idő függvényében sebesség- illetve hullámhossz-térben ábrázolják Ca II profilok sorozatát. A felső, illetve alsó sor paneljei rendre azon modelleket mutatják be, amelyek esetében a Chiang–Goldreich, illetve feketetést hőmérséklet-profil alkalmaztam.

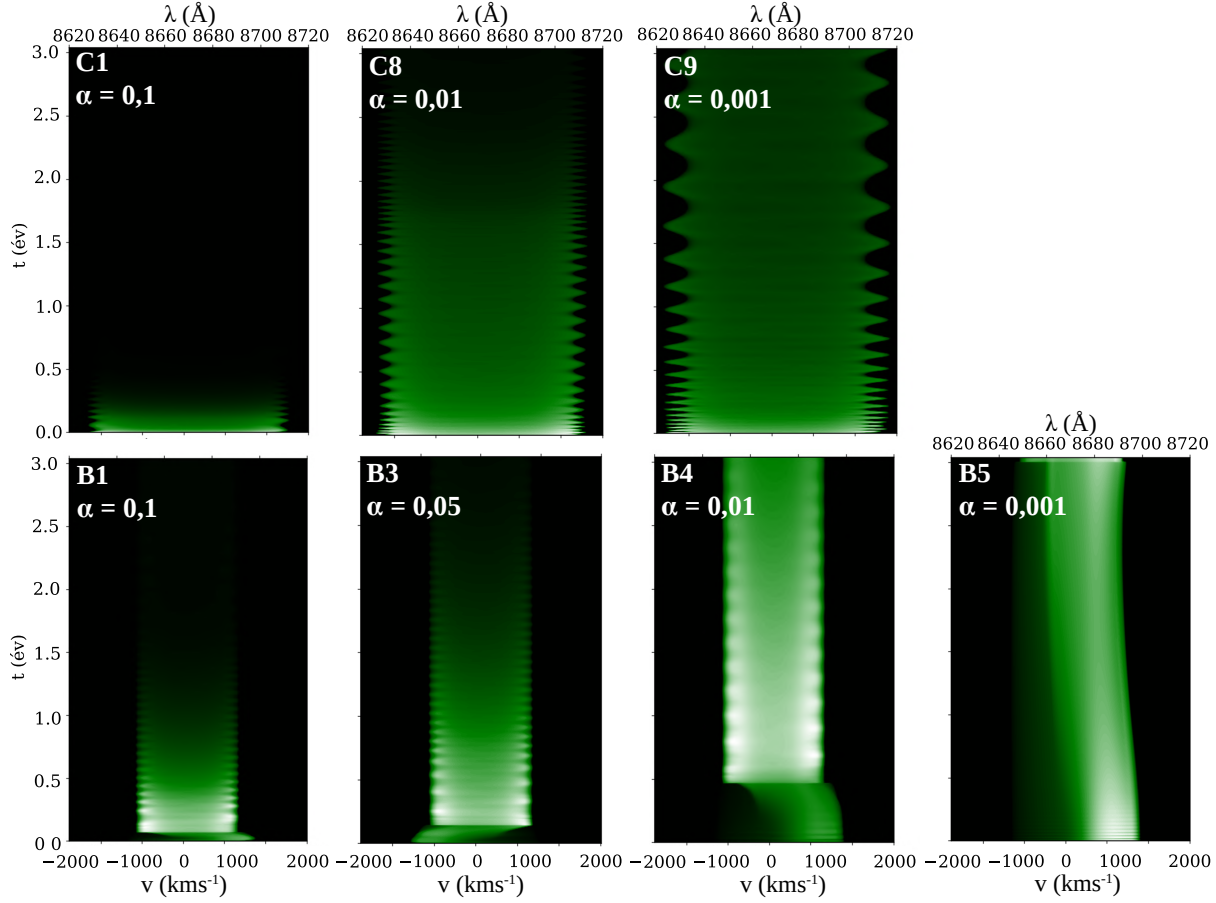
A spektrogramok színei a vonalprofilok abszolút fluxusát kódolják. Látható tehát, hogy az idő előrehaladtával a vonalak intenzitása csökken. Ez egybevág a korong tömegének

csökkenésével, idővel pedig annak kiürülésével. A 18. ábrán látható, hogy három éven keresztül csak akkor marad fenn az aszimmetria, illetve a Ca II jel, amennyiben a viszkozitás $\alpha \leq 0,001$ a Chiang–Goldreich modellek, illetve $\alpha \leq 0,01$ a feketetést modellek esetében.

A B5 modell fejlődése olyan lassú, hogy a három éves futási idő lejártával sem alakul ki korongstruktúra. Ezért ezt a modellt hat évig futtattam. A korong tömege még hat év elteltével is jelentős, kiürülése pedig csak 7,43 év múltán fog megtörténni. Precessziós periódusa a 3-6 év közötti szakaszban értelmezhető csupán, ekkor 131,54 napnak adódik. Az aszimmetria mértéke jelentős csökkenést mutat ebben az időszakban, mivel a korong kikörösödik, a hat év elteltével a globális excentricitása csupán 0,03. Mivel e modell esetében a korong kikörösödik, mire a gáz a központi csillagra kezdene hullani (magyarázva a légkör fémszennyezettségét), ezzel a modellel a továbbiakban nem foglalkoztam.

A 19. ábra a Chiang–Goldreich hőmérséklet-profil használó modellek excentricitásának, a Ca II vonal aszimmetriájának, illetve a korong tömegének három éves időfejlődését mutatják be. Az A panelen világosan látszik, hogy az egyes modellek excentricitása a viszkozitástól csak kis mértékben függ. Minél kisebb a viszkozitás, az excentricitás maximuma annál nagyobb. Az aszimmetria maximuma (B panel) ezzel szemben jelentősen függ a korongok viszkozitásától: minél kisebb a viszkozitás, annál jelentősebb az aszimmetria. A korongok tömege (C panel) annál lassabban csökken, minél kisebb a viszkozitás. Az a korong, amelynek viszkozitása 0,1, már fél év elteltével kiürül. Amennyiben $\alpha = 0,01$, a korong 3,01 év alatt fog kiürülni. Az $\alpha = 0,001$ modell esetében a szimulációt hat évig folytattam, aminek a végén azt kaptam, hogy a korong 6,00 év alatt ürül ki.

A 20. ábra a 19. ábrához hasonlóan mutatja



18. ábra. Felső sor: különböző viszkozitású, Chiang–Goldreich hőmérséklet-profilát használó modellek (C1, C8, C9) spektrogramjai. Alsó sor: ugyanez feketetest-hőmérséklet-profilát alkalmazó modellekre (B1, B3, B4, B5)

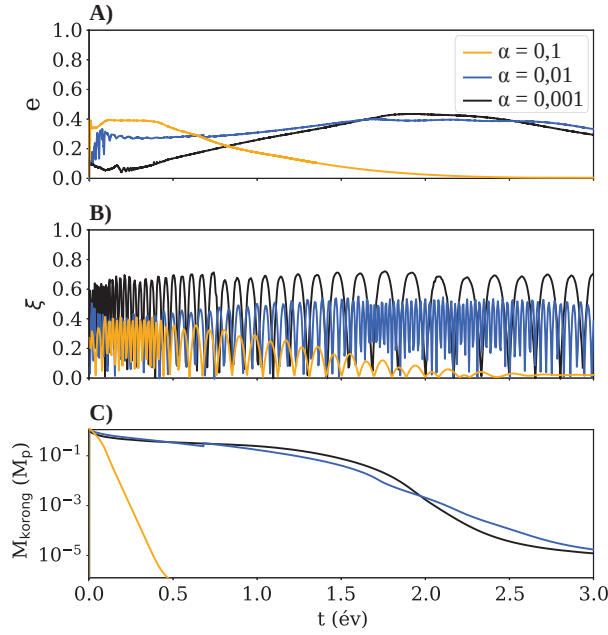
be az egyes paraméterek időfejlődését a feketetest modellek esetében. A B5 modellt ezen az ábrán nem tüntettem fel, mivel a korongstruktúra abban a modellben nem alakul ki három év alatt, a 3-6 évben pedig (mikor a korongot megfigyelhetnénk) jelentősen kikörösödik. A feketetest hőmérsékletprofilú korongok esetén a korongok excentricitásának maximuma erősebben függ a viszkozitástól (20. ábra A panelje). Az $\alpha = 0,1$; $0,05$; $0,01$ modellekben a globális excentricitás maximuma rendre $0,38$; $0,3$, illetve $0,15$.

Az aszimmetria mértéke (B panel) épp ellentétesen viselkedik a Chiang–Goldreich modellekben tapasztaltakhoz képest: minél kisebb a viszkozitás, az aszimmetria annál gyen-

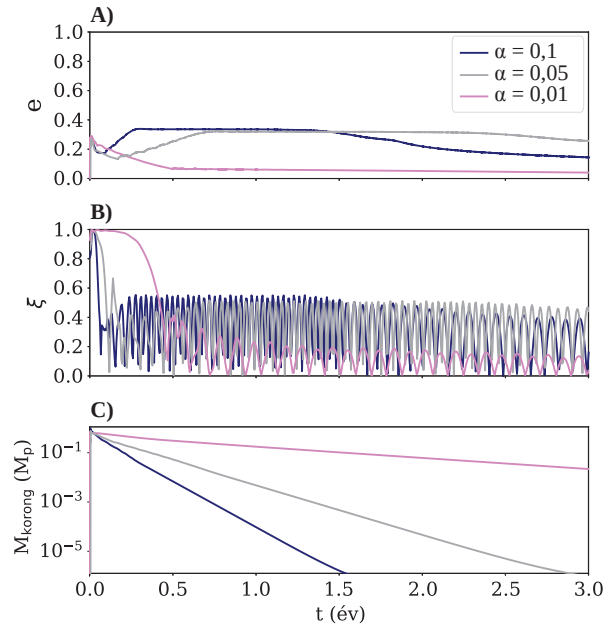
gebb. Ez főként az $\alpha = 0,01$ modellben szembetűnő, ahol az aszimmetria maximuma csupán $\xi = 0,2$.

A korongok tömegének csökkenési üteme (C panel) szintén jelentősen függ a viszkozitástól. Az egyes modellek kiürülési időskálája, a viszkozitás szerint csökkenő sorrendben $1,54$; $2,88$; illetve $3,06$ év.

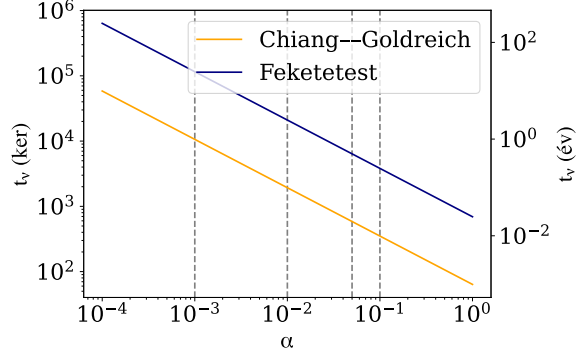
A viszkozitás csökkentésének az aszimmetria és a korong fennmaradásának időbeli kiterjesztésén túl jelentős befolyása van a korong precessziós periódusára is. A 3 éves simulációk végén a precessziós periódusok a Chiang–Goldreich modellekben rendre a következők: $17,56$ nap; $38,93$ nap; illetve $91,29$ nap. Ezzel szemben a feketetest hőmérséklet-



19. ábra. Ugyanaz, mint a 13. ábra, a C1, C8 és C9 modellekben.



20. ábra. Ugyanaz, mint a 13. ábra, a B1, B3 és B4 modellekben.



21. ábra. A viszkozus időskála a Shakura-Sunyaev α -paraméter függvényében a két vizsgált hőmérséklet-profil esetén. Szürke szaggatott vonalak jelzik a modellezett viszkozitásértékeket (lásd a 4. és 5. táblázatokat).

profil alkalmazó modellekben a precessziós időskála 23,53 nap; 26,88 nap; illetve 68,65 nap. A precesszió tehát korrelál a viszkozitással.

Az egyes korongok esetén a viszkozus időskála a bolygó fél-nagy tengelyének megfelelő $r = a$ sugáron

$$t_\nu = \frac{r^2}{\nu} \frac{\sqrt{M_*}}{2\pi}, \quad (37)$$

ahol ν a kinematikai viszkozitás. A két, jelen dolgozatban vizsgált hőmérséklet-profil esetén a kinematikai viszkozitás, és így a viszkozus időskála eltér, mivel a széteső bolygó más távolságban kering ($a = R_{\text{sub}}$), ezzel pedig a korong is más térrészben alakul ki. A kinematikai viszkozitás az egyes modellekben $\nu_{\text{CG}} = 6,51 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, illetve $\nu_{\text{BB}} = 1,94 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

A 21. ábra az α viszkozitásparaméter függvényében ábrázolja a viszkozus időskálát a két különböző hőmérséklet-profil feltevése mellett. Az egyes modellekben a viszkozus időskálákat és a precessziós periódusokat az 5. táblázatban olvashatjuk.

A mért precessziós periódusok és a számított viszkozus időskálák adatpontjaira

$$T_p = C t_\nu^p \quad (38)$$

#	α	R_{sub} (CSE)	t_ν (év)	T_p (nap)
C1	0,1	0,0007	0,0099	17,56
C8	0,01	0,0007	0,0986	38,93
C9	0,001	0,0007	0,9865	91,29
B1	0,1	0,006	0,2475	23,52
B3	0,05	0,006	0,4951	26,88
B4	0,01	0,006	2,4755	68,65

5. táblázat. A viszkózus időskála a vizsgált modellekben. Feltüntettem továbbá azokat a paramétereket is, amelyek eltérnek az egyes modellekben.

egyenletű görbét illesztettem. Az illesztések során a kapott paraméterekkel a precessziós periódus a következőképpen függ a viszkózus időskálától:

$$T_{p,CG} = 381,72 t_\nu^{0,36}, \quad (39)$$

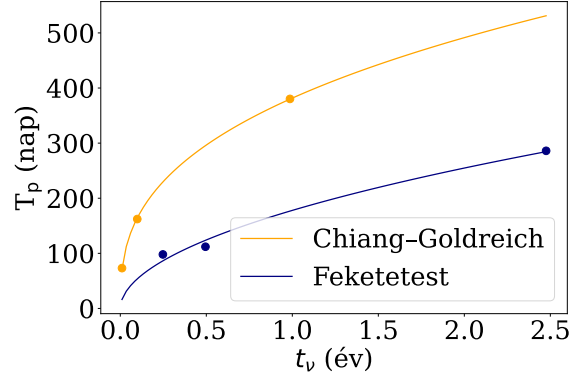
$$T_{p,BB} = 177,93 t_\nu^{0,52}. \quad (40)$$

A mért, illetve számított adatpontokat, illetve az illesztett görbéket a 22. ábra mutatja be. Az illesztések pontosításához a viszkozitás finomabb mintavételezésére, és így további modellek futtatására lesz szükség.

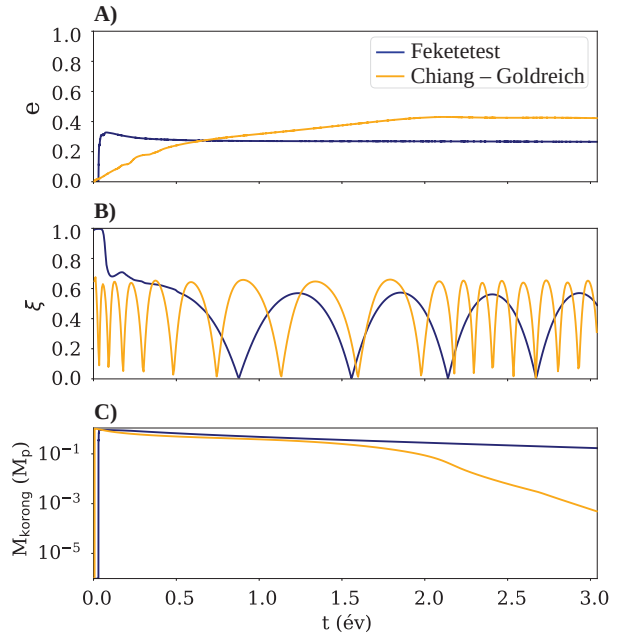
3.7. A KORONGOK GEOMETRIÁJA

Ebben a fejezetben a C10 és B6 modelleket hasonlítom össze. Ezekben a scenáriókban a korongok oldalaránya az eddigiektől eltérően $h = 0,02$. A viszkozitás-paraméter mindkét modellben $\alpha = 0,01$.

A 23. ábrán a két modellben láthatjuk a korong excentricitásának és tömegének, valamint az aszimmetria mértékének fejlődését. Az A panelen látható, hogy a feketetest modell esetében kezdeti excentricitásnövekedést követően a globális excentricitás a szimulációk teljes ideje alatt 0,3-es értéken stagnál. Ezzel szemben a Chiang–Goldreich hőmérsékletprofilú modellben a korong excentricitása a



22. ábra. A precessziós periódus a viszkózus időskála függvényében. Az ábrázolt pontok a C1, C8, C9, illetve B1, B3 és B4 modellek kiértékelésekor számított értékek. A folytonos vonalak a 38. egyenleteknek a mért pontokra való illesztésével kapott görbék.



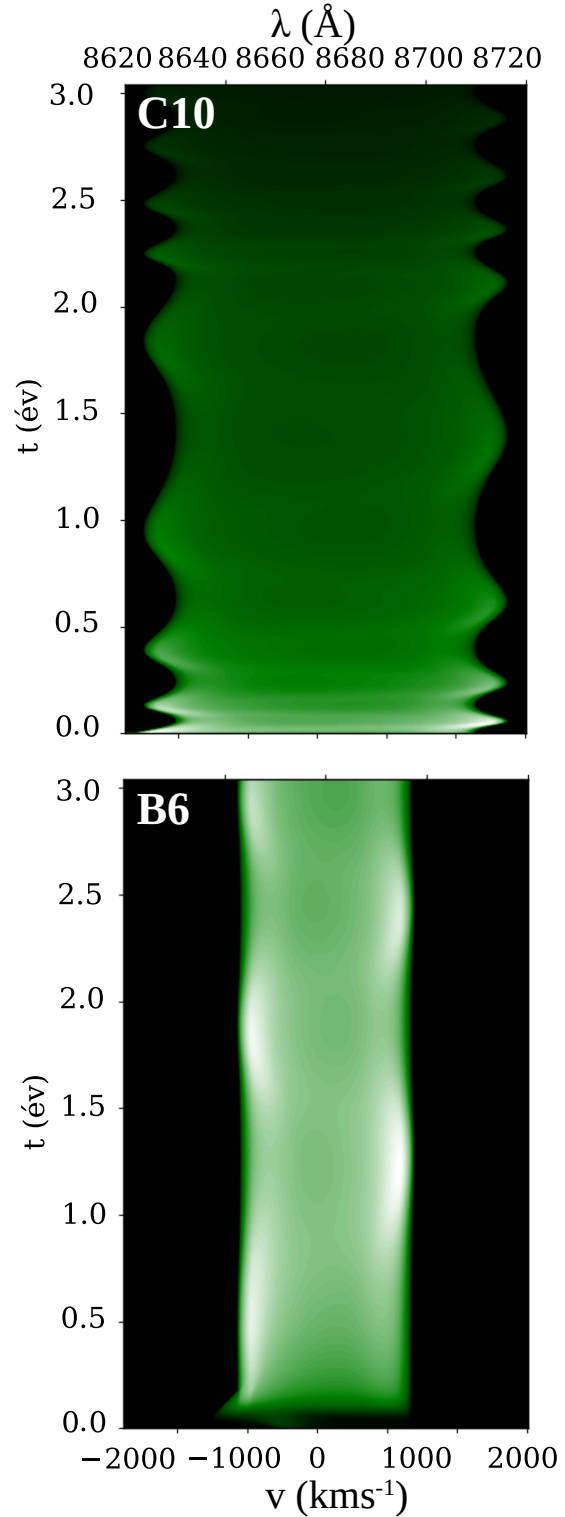
23. ábra. Ugyanaz, mint a 13. ábra, a C10 és B6 modellekben.

szimuláció végéig folyamatos növekedést mutat. A B panel alapján látható, hogy a vonalaszimmetria jelentős, maximuma a Chiang–Goldreich modellben $\xi = 0,65$ -nél, míg a feketetest modellben $\xi = 0,6$ -nél található.

A korongok tömegének csökkenése (23. áb-

ra C panelje) a kellően lassú ahhoz, hogy a Ca II jel három év elteltével is észlelhető maradjon. Lineáris extrapolációval a kiürülési idők az egyes modellekben 3,01 (Chiang–Goldreich) és 3,62 (feketetest) évnek adódtak. Ezeket az értékeket a C8 és B3 modellekkel (ahol szintén $\alpha = 0,01$, a kiürülési idő pedig rendre 3,01 és 3,06 év) összevetve láthatjuk, hogy a kiürülési időre a korongok oldalaránya nincs hatással.

A 24. ábra a két modell spektrogramját mutatja. Mindkét modell az eddig bemutatottaknál jelentősen lassabban precesszál: a Chiang–Goldreich modell precessziós periódusa 275,62 nap, míg a feketetest modellé 412,42 nap.



24. ábra. A $h = 0,02$ oldalarányú modellek spektrogramjai.

4. DISZKUSSZIÓ

4.1. ÉSZLELÉSEK ÉS MODELLEK

A Ca II vonalak aszimmetriája akár 12 éven keresztül is fennmaradhat (Manser és mtsai., 2016a). Ahhoz, hogy az aszimmetrikus emissziós vonalakat ilyen hosszan megfigyelhessük, az szükséges, hogy a gázkorongok ne ürüljenek ki ezen idő alatt. A vizsgált modellek közül csak a C7, C8, C9 és C10, valamint B4, B5 és B6 modellekben látható az aszimmetria három évig, vagy annál tovább. Ezen modellekben, a C7 modelltől eltekintve, az a közös, hogy a korongok viszkozitása $\alpha \leq 0,01$. A C7 modellben a viszkozitás $\alpha = 0,1$, azonban a bolygó három év alatt esik szét. A korongtömeg időfejlődését lineárisan extrapolálva (azaz lineáris tömegvesztési rátát feltételezve) kapott T_{out} kiürülési időskálákat a 6. táblázat foglalja össze.

Trevascus és mtsai. (2021) azt feltételezték, hogy az aszimmetria kizárólag a korongképződés második fázisában keletkezik. Ekkor az anyag gyűrű formájában kering a rendszerben. Ezen modellek problémája az, hogy a gáz a csillag felszínét csak a korongképződés harmadik fázisa alatt érheti el. Ekkorra alakul ki ugyanis egy térben kiterjedt korongstruktúra, amelynek anyaga a fehér törpére hull. Ekkortól látható tehát az anyag akkréciója, és így a csillag anomális fémtartalma. A megfigyelések alapján a két jelenség (az aszimmetria és az akkréció) szimultán kell, hogy jelentkezzen. Az egyidejűsége pedig csak a korongképződés harmadik fázisában kaphatunk kielégítő magyarázatot.

A spektrumvonalak két csúcsának Dopplereltolódása alapján az eddig megfigyelt Ca II vonalak sebességtérbeli kiterjedése $\pm 130 - 1150 \text{ km s}^{-1}$ (Dennihy és mtsai., 2020; Gänsicke és mtsai., 2006, 2008; Gentile Fusillo és mtsai., 2021; Manser és mtsai., 2016a; Melis és mtsai., 2010, 2012, 2020). Ezek a vonalszélességek a látóirányú sebességek

maximumának felelnek meg, amik azonban a korong inklinációs szögében degeneráltak. A 3.3. fejezetben tárgyalt eredmények szerint, amennyiben a korongra éléről nézünk rá, a Ca II vonal maximális kiszélesedése a Chiang–Goldreich hőmérséklet-profil esetén 2285 km s^{-1} , míg a feketetest modellekben ez az érték csupán 1153 km s^{-1} . Amennyiben a Chiang–Goldreich modellt alkalmazzuk, az észlelésekkel akkor kerülünk konzisztenciába, ha a korongok inklinációja legalább 60° . A WDJ0234–0406 esetében (Gentile Fusillo és mtsai., 2021, a vonalszélesség 1150 km s^{-1}) a konzisztencia feketetest hőmérséklet-profil feltételezve csak akkor lehetséges, ha a korongra pont éléről látunk rá ($i = 0^\circ$).

Amint azt a 3.2. fejezetben láttuk, a vonalak közepe eltolódik, amennyiben a sebességtér aszimmetrikus. A maximális eltolódás (mely $i = 0^\circ$ esetén lép fel) a Chiang–Goldreich modellben 147 km s^{-1} , míg a feketetest hőmérséklet-profil esetén 104 km s^{-1} . Az eltolódás annál jelentősebb, minél kisebb a korong inklinációja, illetve minél excentrikusabb a korong (azaz minél aszimmetrikusabb a sebességtér). Az eltolódás az aszimmetriával együtt periodikus változást mutat attól függően, hogy milyen irányból nézünk a korongra (pl. nagytengelyre, vagy kistengelyre látunk-e rá). Az itt kapott értékek konzisztensek Melis és mtsai. (2010) megfigyeléseivel, akik a vonalcentrum eltolódását három megfigyelt rendszerben 17 és 104 km s^{-1} közé teszik. Ezzel szemben Dennihy és mtsai. (2020) mérései szerint a HE 1349–2305 rendszerben a Ca II emisszió centruma akár 260 km s^{-1} -os eltolódást is szenvedhet.

A vonalprofilok szárnyai minden modell esetében meredek, a korongok $T > 5000 \text{ K}$ részén pedig a Ca II fluxus zérus. Ez jó egyezést mutat Gänsicke és mtsai. (2006) feltételezésével, mi szerint a meredek vonalszárnyak nem az anyag teljes hiányának köszönhetők, hanem a Ca további ionizálódásának. Ezt a feltevést támasztja alá az is, hogy min-

den olyan fehér törpe, amely körül korongot látunk, fémszennyezett légkörű. A gáz tehát eljut a csillag felszínére, azonban ekkor már nem Ca II formájában van jelen.

A gázkorongok belső határát az emissziós vonalak Doppler-eltolódásából határozhatjuk meg. Azonban a belső perem helyzetét csak akkor ismerhetjük meg egyértelműen, amennyiben tudomásunk van a gázkorong síkjának látóirányunkkal bezárt szögéről. A porkorongok belső kiterjedését a spektrális energiaszlás, azaz a korong fluxussűrűségének modellezésével kaphatjuk meg (részletesen lásd Jura, 2003 2. fejezetét). A porkorongok külső határa nehezen azonosítható. Amennyiben feltesszük, hogy a porkorongok forrása egy széteső bolygó, a porkorong külső határa a Roche-sugár lesz. A porkorong belső kiterjedésének pedig a szublimációs sugár is határt szab, mely a gázkorongok külső határát szintén befolyásolja. A gázkorongok külső határának megállapításánál azonban számolnunk kell a gáz viszkózus szétterülésével is, melynek jóvoltából a gázkorong a szublimációs sugáron túlra nyúlhat.

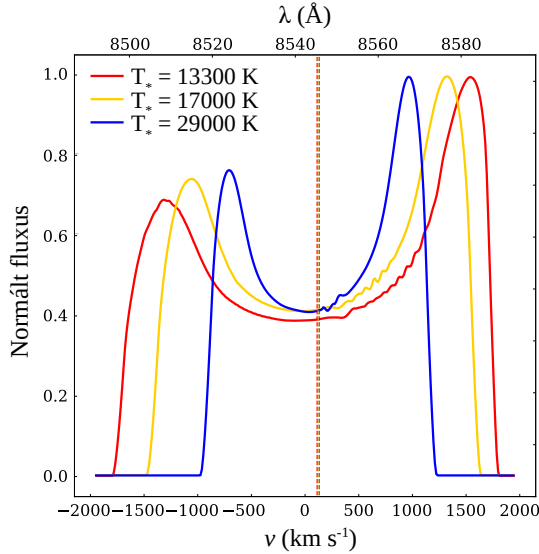
A fehér törpék körül megfigyelt gázkorongok kiterjedése átlagosan 0,00235 - 0,00564 CSE (Gänsicke és mtsai., 2008; Farihi és mtsai., 2016). A jelen tanulmányban Chiang–Goldreich modellt alkalmazó szimulációk esetén a korong kiterjedése 0,0001 - 0,001 CSE, a feketetest-szimulációk esetén 0,0005 - 0,01 CSE-nek adódik. Ezek a modellek tehát az eddig észlelteknél nagyobb kiterjedésű korongokat eredményeznek.

Hartmann és mtsai. (2014) vizsgálatai szerint egy nagyobb kiterjedésű korong esetén a vonalak erőssége növekszik, azaz abszolút fluxusuk nagyobb. Amennyiben csak a hőmérséklet-profil tér el, a Chiang–Goldreich, illetve a feketetest-modellekben az abszolút fluxus aránya 10^{-1} és 10^{-4} -en között mozog. Ez tehát konzisztens a fenti eredményekkel, ugyanis a feketetest-korongok kiterjedése nagyobb, mint a Chiang–Goldreich hőmérséklet-

profilú korongoké. Ez pedig annak tudható be, hogy a feketetest modellekben a szublimációs sugár a csillagtól távolabb található, a bolygó tehát nagyobb fél-nagytegyelű pályán kering, és így a gáz nagyobb térrészt tölt ki.

Jelen dolgozatban bemutatott vizsgálatok során a csillag hőmérsékletét minden esetben 17000 K-nek feltételeztem. Az eddigi észlelések szerint a gázkoronggal rendelkező, szennyezett légkörű fehér törpék effektív hőmérséklete 13300 K és 29000 K között mozog (Farihi és mtsai., 2012; Gentile Fusillo és mtsai., 2021). A 25. ábra 13,300; 17,000 és 29,000 K csillaghőmérséklet feltételezése mellett mutatja a Ca II vonalat. Ha a csillaghőmérséklet nagyobb, akkor a korong belső határa (ahol $T = 5000$ K) távolabb lesz a WD-től. Ez azt jelenti, hogy a maximális látóirányú sebességek, és így a Ca II vonalak szélessége is csökken. A vonalak aszimmetriája szintén csökken, míg a vonal középpontjának eltolódása a csillaghőmérséklettel kis mértékben növekszik. Megjegyzendő, hogy hűvösebb fehér törpék esetén a szublimációs sugár egyre közelebb kerül a csillaghoz, így a gázkorongok kiterjedése egyre kisebb lesz. Ekkor szükséges arra is magyarázatot adni, hogy a Roche-sugáron széteső testek által létrehozott kisebb testek, illetve por miként jutnak el a szublimációs sugárig. Fordított esetben, forró csillagok körül a szublimációs sugár kitolódik, és akár a Roche-sugáron kívülre is kerülhet. Ebben az esetben a por és a gáz ugyanazt a térrészt tölthetik ki.

A 26. ábra három por- és gázkorong térbeli elhelyezkedését mutatja Melis és mtsai. (2010) munkája alapján. Látható, hogy a por- és gázkorongok kiterjedése rendkívül hasonló. Az ábrán feltüntettem továbbá a jelen dolgozatban vizsgált két hőmérséklet-profil két különböző csillaghőmérsékletet feltételezve, a hozzájuk tartozó szublimációs sugarakat (ahol $T = 1500$ K), valamint a fehér törpe Roche-sugarának helyét. A Chiang–Goldreich



25. ábra. Ca II vonalprofilok különböző csillaghőmérsékleteket feltételezve a C1 modellben.

modellel összehasonlítva nyilvánvaló, hogy a Melis és mtsai. (2010) által meghatározott gázkorongok a szublimációs sugáron kívül keringenek. Ha azonban a feketetest-modellt nézzük, a porkorongok a szublimációs sugáron belül jelennek meg. Jelen dolgozatban a Chiang–Goldreich-profil vizsgáltam részletebben, mivel az konzisztenciát mutat a porkorongok belső határának helyével. Ez utóbbi ugyanis pontosabban meghatározható, mivel a porkorong-modellek nem degeneráltak a korong inklinációjában. A 26. ábrán látható dichotómia akkor feloldható, ha a gázkorongok inklinációja jelentősen eltér a Melis és mtsai. (2010) által meghatározottaktól.

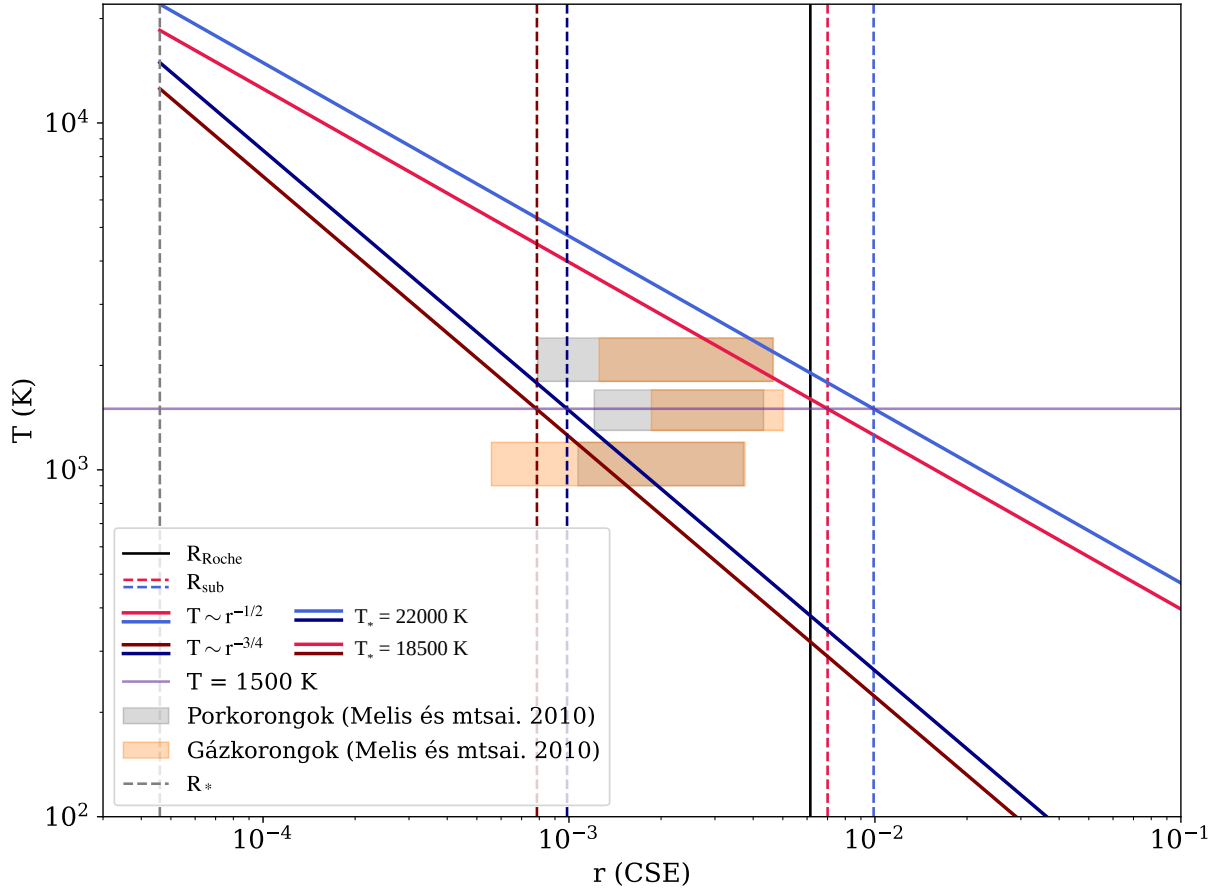
Lynden-Bell & Pringle (1974) eredményeivel egyetértésben a jelen dolgozatban vizsgált összes gázkorong idővel kikörösödött. Az excentricitás csökkenése azonban csak akkor kezdődött meg, amikor a korong is elkezdett kiürülni. Az excentricitás csak akkor vált zérussá, amikor a korongok is teljesen kiürültek.

A Ca II vonalaszimmetria eltűnését eddig csupán egy rendszerben figyelték meg: Wilson és mtsai. (2014) 2006 és 2014 között követte nyomon a Ca II-triplet alakjában bekövetke-

ző változásokat az SDSS J1617+1620 rendszerben. 2006 és 2008 között a Ca II vonalak rendkívül gyengék voltak. A fluxus 2008-ban jelentősen növekedett, majd 2014-ig folyamatos csökkenést mutatott, míg végül teljesen eltűnt. Ehhez némileg hasonlóan Gentile Fusillo és mtsai. (2021) mérései három éves időskálán a Ca II vonalak fluxusának 50%-os csökkenését mutatták. Ezek a megfigyelések alátámasztják, hogy a korongok kiürülése néhány éves időskálán is megtörténhet, amivel párhuzamosan a Ca II vonalak abszolút fluxusa is a megfigyelhető intenzitás alá csökken. Az első három év szimulációit extrapolálva azt kaptam, hogy a jelen dolgozatban vizsgált szcenáriók közül a C8, B3, B4 és B6 modellekben a kiürülési időskála közelítőleg három év, a C7, C9 és B5 modellekben pedig rendre 16,39; 6; illetve 7,43 év (lásd a 6. táblázatot). Ezen modellek tehát jó egyezést mutatnak a fent említett két észleléssel.

A korongok precessziós periódusára vonatkozólag a kutatók megjelölnék néhány órást (123 perc, Manser és mtsai., 2019), néhány hónapos (120 nap, Dennihy és mtsai., 2020), illetve több éves (1,4-37 év, Dennihy és mtsai., 2018; Manser és mtsai., 2016a; Fortin-Archambault és mtsai., 2020; Goksu és mtsai., 2023; Hartmann és mtsai., 2016) időskálákat is. A jelen dolgozatban vizsgált modellek precessziós periódusa 17,35 nap és 412,42 nap között mozog (a precessziós periódusokat a 6. táblázat listázza). Ezek tehát magyarázattal szolgálhatnak a néhány hónapos, illetve 1-1,5 éves (Dennihy és mtsai., 2018, 2020) precessziós periódusokra. Ezek a modellek azonban nem tudják magyarázni sem a Manser és mtsai. (2019) által mért közel két órás precessziós periódust, sem a Manser és mtsai. (2016a); Goksu és mtsai. (2023); Hartmann és mtsai. (2016) által megállapított több évtizedes precessziós periódusokat.

A precessziós periódust elsősorban a viszkozitás és a korong oldaláránya határozza meg. A sok éves, illetve néhány évtizedes pre-



26. ábra. A Melis és mtsai. (2010) által észlelt gáz- és porkorongok térbeli kiterjedése. A porkorongokat szürke, a gázkorongokat narancs téglalapokkal jelöltem. A jobb láthatóság érdekében az egyes rendszerekhez tartozó korongokat függőlegesen eltoltam egymáshoz képest. Az ábrán feltüntettem a két vizsgált hőmérséklet-profil (sötét vonalakkal a Chiang–Goldreich, világos vonalakkal a feketetest modellt), mindkét, Melis és mtsai. (2010) tanulmányában előforduló effektív csillaghőmérséklet esetén (18550 K, piros vonalak, illetve 22000 K, kék vonalak). Vízszintes lila vonal jelzi a szublimációs hőmérsékletet (1500 K). Az ábrán függőleges szaggatott vonalak jelölik az egyes konfigurációkhoz tartozó szublimációs sugarakat. A csillag sugarát szaggatott szürke, a Roche-sugarat folytonos fekete vonal jelzi.

cessziós periódusok magyarázatához tehát az itt használtaknál kisebb viszkozitást, vagy kisebb oldalirányú (vékonyabb) korongot kell feltételeznünk. Megjegyzendő azonban, hogy amennyiben a precessziós periódus több évesnek, vagy évtizedesnek adódik egy megfigyelés során, lehetséges, hogy az csupán a mérések gyér időfelbontásának eredménye. Több, fent idézett tanulmány esetén két mérés között több hónap, néhány esetben pedig egy-

két év is eltelt, így amennyiben a korongok ennél jelentősen gyorsabban, akár néhány hetes vagy napos periódussal precesszálnak, a mérések nem fogják tudni kimutatni a gyors precessziót.

A 3.6. fejezetben bemutatott eredmények alapján ahhoz, hogy legalább 3 éven keresztül megfigyelhessük az aszimmetriát, az szükséges, hogy a viszkozitás $\alpha \leq 0,01$ legyen. Ez összhangban van Kenyon & Bromley (2017b)

#	T_{prec} (nap)	T_{out} (év)
C1	17,56	0,47
C2	-	-
C3	17,35	0,59
C4	17,59	0,45
C5	17,35	0,68
C6	17,50	0,76
C7	26,71	16,39
C8	38,93	3,01
C9	91,29	6,00
C10	275,62	3,01
B1	23,52	1,54
B2	23,48	1,89
B3	26,88	2,88
B4	68,65	3,06
B5	131,54	7,43
B6	412,42	3,62

6. táblázat. A vizsgált modellek precessziós periódusa, illetve a korongok kiürülésének időskálája.

és Trevascus és mtsai. (2021) feltételezéseivel, akik modelljeiben a viszkozitás értéke rendre 0,001, illetve 0,05. Trevascus és mtsai. (2021) azonban csupán 8,61 napon keresztül követte a korongok időfejlődését, így arra vonatkozólag nem tehetett állítást, hogy az aszimmetria hosszú távon is fennmarad-e. Ráadásul egyik tanulmány sem foglalkozott a Ca II-triplet, illetve az aszimmetria mértékének kiszámításával. A B5 modell tanulságai alapján azonban a viszkozitást nem lehet akármilyen mértékben csökkenteni. Minél kisebb ugyanis a viszkozitás, annál később éri el a gáz a csillag felszínét, tehát annál tovább marad gyűrű fázisban. A korong kikörösödése azonban már ekkor is elkezdődik. Így, amennyiben a viszkozitás túl kicsi, a korong excentricitása zérusra csökken, mire anyaga a fehér törpére hullhatna. Ekkor az akkréció és a Ca II vonalaszimmetria nem magyarázható egyidejűleg.

Jelen dolgozatban a széteső bolygó tömegét 0,01 földtömegnek választottam. Ebben az esetben a korong mindegyik szimuláció so-

rán optikailag vékonynak tekinthető. Trevascus és mtsai. (2021) szimulációiban a bolygó csupán 0,000016 földtömegű (ami 0,1-szerese a Ceres tömegének). Amennyiben a bolygó tömegét csökkenteném, a Ca II vonalak abszolút fluxusa a bolygó tömegével arányosan mértékben szintén csökkenne. A bolygó tömege azonban az aszimmetria jellegére, mértékére, illetve fennmaradásának időskálájára nincs befolyással mindaddig, amíg a korong optikailag vékony. A korongok csak abban az esetben lennének optikailag vastagok, ha a bolygó tömegét 0,01 földtömeg fölé növelem.

Ahhoz, hogy a Ca II emissziós vonalak jele több precessziós perióduson keresztül is észlelhető legyen, graduális, több éven át tartó szétesés szükséges (lásd C7 modell, ahol a kiürülés időskálája 16,39 év). Ez jó egyezést mutat Manser és mtsai. (2019) számításával. Vizsgálatai szerint ugyanis egy $\leq 10^{-9}$ földtömegű, kőzetből álló égitest a fehér törpe Roche sugarán keringve 1,5 éven át élhet túl, mielőtt teljesen szétesne. Ezzel szemben egy 0,01 földtömegű planéta akár ezer éven keresztül is keringhet a Roche-határon. Malamud & Perets (2020a,b) szintén hasonló eredményre jutnak: egy bolygó szétesése a Roche-sugáron graduális, azaz nem történik meg egy keringés alatt.

A Vanderburg és mtsai. (2015); Manser és mtsai. (2019); Vanderbosch és mtsai. (2020) és Guidry és mtsai. (2021) által felfedezett, fémszennyezett fehér törpék körül keringő exobolygók léte alátámasztja a jelen dolgozatban bemutatott modell validitását. Ezekben a rendszerekben ugyanis a bolygó és a gázkorong (és így a Ca II emisszió) egyidejűleg figyelhető meg. Ez azt jelenti, hogy a gázkorong nem úgy keletkezett, hogy a Roche-sugáron létrejövő por a bolygó teljes szétesése után került a csillaghoz közelebbi pályára. A bolygó szétesése és a gáz termelése egyidejű jelenség, a szétesés nem előzi meg a gázképződést.

A 3.5. fejezetben láthattuk, hogy amennyiben a korongban a hőmérsékletet a Chiang–

Goldreich profil írja le, az aszimmetria hosszútávon fenntartható, ha a bolygó szétesési időskálája három év. Ebben az esetben (lásd 16. ábra) a korong tömege három éven keresztül közel változatlan marad. Ez azt jelenti, hogy ebben az időszakban a csillagra olyan ütemben hull a gáz, mint amilyen ütemben a bolygó az anyagát elveszíti. Ez alátámasztja tehát Trevascus és mtsai. (2021) SPH szimulációi során kapott feltevését, mely szerint a bolygó anyagvesztési üteme, illetve a fehér törpe akkréciós rátája megegyezik.

4.2. A MODELL KORLÁTAI

A jelen dolgozatban bemutatott hidrodinamikai modellben csak a gázkorongok kialakulását követtem nyomon. A modell tehát nem veszi figyelembe, hogy a bolygó milyen úton került széteséskori, szűk pályájára, illetve azal sem foglalkozik, hogy a szétesés miként történik. Így a korongok porkomponensét sem modelleztem. Ennek oka első sorban a jelentős számításigény, amit a többkomponensű porkorongokat leíró egyenletek, illetve a por- és gázkorongok egymásra való hatásának leírása jelent. Az itt bemutatott modell tehát nem tud magyarázattal szolgálni azon rendszerek léte, amelyekben csak porkorongokat figyeltek meg a kutatók. Ennek feloldására azonban több lehetőség is fennáll. Egyrészt előfordulhat, hogy a jelenlegi mérőeszközök nem elég érzékenyek a kis tömegű korongok felfedezéséhez. Másrészt viszont lehetséges, hogy egy régebbi korban létezett gázkorong ezekben a rendszerekben, de a viszkózus széttérülés miatt a külső tartományok a csillagtól nagyon távolra kerültek, ahonnan már nem adnak hozzájárulást a Ca II jelhez. Ezen felül elképzelhető, hogy a gázkorongok kiürülése nem jár együtt a porkorongok kiürülésével. Abban az esetben ugyanis, amikor a Roche-határ a szublimációs sugáron kívül helyezkedik el, a Roche-sugáron keletkező por csak kis mértékben képes közeledni a csillaghoz an-

nak sugárnyomása, illetve a Yarkovsky-, vagy a YORP-effektus hatására. Ahhoz azonban, hogy csak porkorongot figyelhessünk meg, az szükséges, hogy ne kerüljön por a szublimációs sugár alá. Szükség van tehát egy, a por-szemcsék fél-nagy tengelyét növelő mechanizmusra. Ezt pedig csak a Yarkovsky-effektus képes produkálni, amennyiben a por-szemcsék forgása retrográd. A szublimációs sugáron kívül maradó por így a gáznál hosszabb távon is megfigyelhető lehet. Megjegyzendő, hogy a fehér törpék anomális fémtartalma ebben az esetben is magyarázható, ugyanis a szennyező anyagok ülepedési ideje százezer, illetve millió éves időskálán mozog, vagyis a szennyezés még a korongok teljes kiürülése után is hosszútávon megfigyelhető.

A GFARGO2 kód két dimenzióban számítja ki a korongok felületi sűrűség-, illetve sebességtereit. A gázkorongok időfejlődésének pontosabb megértéséhez azonban szükség lenne három dimenziós vizsgálatokra is. Ekkor ugyanis modellezhetővé válnak a korongban fellépő függőleges áramlások, illetve a fehér törpe akkréciójának három dimenziós jellege (funnel flow, lásd Romanova és mtsai., 2003).

Az itt bemutatott modellek mindegyikében a korong lokális termodinamikai egyensúlyban van. Ez azt jelenti, hogy amennyiben a hőmérséklet a korongbeli hidrodinamikai jelenségek okán változna is, pillanatok alatt visszaállna az eredeti értékére. Amennyiben olyan korongokat is szeretnénk megvizsgálni, melyekben a hűlés/fűtés jelentősen lassabb (nem LTE modellek), az állapotegyenletek hőmérsékletfüggését is figyelembe kell venni. Ehhez a kontinuitási- és Navier–Stokes-egyenleten felül az energiaegyenlet megoldása is szükséges. A GFARGO2 szoftverben az ehhez szükséges numerikus módszerek implementálva vannak (lásd Tarczay-Nehéz és mtsai., 2020). A nem-egyensúlyi modellek azonban számításigényesek, így ezt a scenáriót a közeljövőben fogom megvizsgálni.

Jelen modellben a belső számítási határ

megegyezett azon pontok halmazával, ahol a korong hőmérséklete 5000 K-nek adódott. Igaz, a Ca II-triplet emissziója csak ezen határon kívül jelentkezik, az akkréció tényleges folyamatát ebben az esetben nem lehet kielégítően modellezni.

A szimulációk során a csillagok mágneses terének modellezését elhanyagoltam. A mágneses tér hatását a Shakura & Sunyaev (1973) α -viszkozitással parametrizáltam. A valóság pontos leírásához magneto-hidrodinamikai szimulációkat lenne szükséges vizsgálni. Ezek számításigénye azonban több nagyságrenddel meghaladja a jelen dolgozatban tárgyalt hidrodinamikai szimulációkét.

A vizsgálatok során a fehér törpék körül kialakuló gázkorongokat optikailag vékonynak választottam (a korong optikai mélységét a bolygó tömege befolyásolja, lásd a 4.1. fejezetet). Ezzel szemben az irodalomban több olyan megfigyelés is akad, amelyek alapján a tanulmányok szerzői arra a megállapításra jutnak, hogy a korongok optikailag vastagok (Gänsicke és mtsai., 2006; Jura, 2003). Konklúziójukat az támasztja alá, hogy a megfigyelt Ca II emissziós vonalak centrumában a fluxus alacsonyabb, mint ha optikailag vékony korongot feltételeznénk (Horne & Marsh, 1986).

4.3. TOVÁBBI KUTATÁSI TERVEK

A jelen dolgozatban bemutatott vizsgálatokat a közeljövőben több szempontból is tovább fogom fejleszteni. Ez elsősorban a paraméterter adekvát kiterjesztését fogja jelenteni. A kis viszkozitású ($\alpha \leq 0,01$) és kis oldalarányú ($h < 0,05$) modellek fejlődését legalább 12 éves időskálán tervezem végigkövetni. Számos olyan modellt is meg fogok továbbá vizsgálni, ahol több éves időskálán széteső bolygók hozzák létre a gázkorongot. Ez utóbbi esetben azt is tanulmányozni fogom, hogy egy körpályán keringő, de több év alatt széteső bolygó okozhat-e hosszútávon fennmaradó aszimmetriát. Egy ilyen planéta szétesése

közben ugyanis a sűrűségtér állandó perturbációnak van kitéve, így itt sem kizárható a vonalaszimmetria megjelenése (lásd a 3.2. fejezetet). A feltételezést alátámasztja, hogy a WD 1856+534 rendszerben keringő hat törpebolygó pályája is közel körnek adódott az észlelések alapján (pl. Vanderburg és mtsai., 2015), miközben a bolygók fedési fénygörbéje aszimmetrikus, és a rendszerben por- és gázkorong jelenlétét is kimutatták.

Ki fogom számolni továbbá a néhány év alatt széteső bolygók fedési fénygörbéjét. Ez egy éléről látszó korong oszlopsűrűségének időbeli megváltozásának nyomon követését fogja jelenteni, ami a GFARGO2 sűrűségtér-it felhasználva valósítható meg. A fedési fénygörbéket ezek után összevetem az eddig fém-szennyezett légkörű fehér törpék körül felfedezett exobolygók tranzitjaival.

Ezen exobolygókról tudva levő, hogy fedési fénygörbéjük aszimmetriát mutat. Ez annak tudható be, hogy egy üstökösszerű anyagcsóvát húznak maguk után. A csóva mi-benlétének felderítésére ígéretesnek tűnik a GFARGO2 kibővítése a csillag sugárnyomásának gázra tett hatásának implementálásával. A sugárnyomás ugyanis egy anyagot veszítő bolygó körül a gázt hosszú csóvába rendezheti (Owen és mtsai., 2023).

Érdekes kérdést vet fel az is, hogy egy második (vagy harmadik, stb.) bolygó jelenléte hogyan befolyásolja az eddigi eredményeket. Egy, a rendszerben jelen lévő óriásbolygó ugyanis gerjesztheti a csillaghoz közelebbi társának excentricitását (Debes és mtsai., 2012; Manser és mtsai., 2016a). A belső bolygó így bejuthat a Roche- vagy szublimációs sugarak alá, ezzel elindítva a por- vagy gázképződést. Arra a kérdésre, hogy miért nem látjuk ezen kísérők óriásbolygó(k) fedéseit a fedési exobolygókkal rendelkező DZ fehér törpék rendszerében, a csillag kis mérete ad választ. Egy, a fehér törpe körül 0,006 CSE-re keringő óriásbolygó ugyanis $0,44^\circ$ inklinációs szög fölött már nem fogja elfedni a központi csillagot.

5. KONKLÚZIÓK

Jelen dolgozatban fehér törpék körül excentrikus pályán keringő, a szublimációs sugáron széteső bolygók által létrehozott gázkorongok fejlődését, és az azokban kialakuló Ca II emissziót vizsgáltam. Az itt bemutatott modell az irodalomban elsőként képes az észlelésekkel konzisztensen, egyidejűleg megmagyarázni a Ca II vonal aszimmetriájának hosszútávú fennmaradását, illetve a fehér törpe fémszennyezettségét.

Kétdimenziós, hengerszimmetrikus, rácsháló alapú hidrodinamikai szimulációkat vizsgáltam, melyek segítségével modelleztem a bolygó szétesése által létrehozott korongok sűrűség- illetve sebességterének fejlődését. A korong excentricitásának és tömegének, illetve az aszimmetriának az időfejlődését 3-6 éven (több, mint 50000 bolygókeringés) keresztül követtem nyomon, valamint kiszámítottam a korongok precessziós periódusát is. A hidrodinamikai szimulációk eredményeit felhasználva szintetikus Ca II vonalprofilokat számítottam ki. Ehhez egy saját, Python 3 nyelven írt sugárzási transzfer kódot használtam. A szimulációk elemzése során kapott eredményeket a következő pontokban foglalhatjuk össze.

1. Az excentrikus pályán keringő, széteső bolygók retrográd irányban precesszáló, globálisan excentrikus korongokat hoznak létre három fázisban (csóva, gyűrű, korong, lásd a 3.1. fejezetet). A Ca II vonal aszimmetriáját az excentrikus korong aszimmetrikus sűrűség- és sebességtere magyarázza. A Ca II vonalak vörös- majd kékoldali csúcsainak periodikus felcserélődését a korongok precessziója okozza. A korong anyaga idővel a fehér törpére hull, magyarázatot adva annak anomális fémtartalmára. Mindkét jelenység – az aszimmetria, illetve az akkrécio – több éves, vagy akár több évtizedes időskálán fennmarad.

2. Az irodalomban fellelhető numerikus szimulációk a vonalprofil-aszimmetria fennmaradását csak rövid időskálán tudták magyarázni. E tanulmányokban azt feltételezték, hogy az aszimmetria a korongképződés második fázisában keletkezik. Ebben a szakaszban a sűrűségtér, és így a Ca II vonalprofil is aszimmetrikus. Azonban a gáz egy gyűrű mentén terül el, és még nem jutott el a csillag felszínére. Ebben a szakaszban tehát nem magyarázható a fehér törpék fémszennyezettsége. Eredményeim alapján megállapítható, hogy a DZ fehér törpék körül megfigyelt aszimmetrikus Ca II vonalprofil tehát a korongképződés harmadik fázisában keletkezik, amikor már a gáz viszkozusan szétterült, anyaga pedig folyamatosan a csillag felszínére hull.

3. Amennyiben a Ca II vonalak aszimmetriáját egy aszimmetrikus sűrűségtér okozza, a vonal centruma 0 km s^{-1} -nál található. Ha a sebességtér is aszimmetrikus, akkor a vonalcentrum eltolódik (átlagosan 100 km s^{-1} -mal), az aszimmetria mértéke pedig kétszeresére nő. A vonalak eltolódása a korongok excentricitásának egyértelmű jele.

4. Ahhoz azonban, hogy létrejöjjön az aszimmetrikus vonalprofil, szükséges, hogy a bolygópálya excentrikus legyen. A bolygó kezdeti excentricitása viszont nem befolyásolja a vonalaszimmetria mértékét.

5. A feketetest hőmérséklet-profil használata esetén a vonalak keskenyebbek, vastagságuk sebességtérben maximálisan 1153 km s^{-1} . Ezzel szemben a Chiang–Goldreich hőmérsékletprofil használó modellekben a korongokban a vonalak maximális szélessége 2285 km s^{-1} . A feketetest modellek lassabban precesszálnak, precessziós periódusuk a vizsgált

paramétertartományban 23,48 és 412 nap között mozog, szemben a Chiang–Goldreich modellek 17,35-275,62 napos precessziós időskáláival.

6. A korongok, és így az aszimmetria élet-tartamát az szabja meg, hogy a korong anyaga milyen ütemben hull a csillagra. Ekkor a Ca II jel nem megfigyelhető, ugyanis az emisszió abszolút fluxusa arányos a korong tömegével. A korong, és így a Ca II-triplet, csak abban az esetben figyelhető meg évtizedes időskálán, amennyiben a bolygó ezzel összemérhető időskálán esik szét és a korong viszkozitása, illetve oldalaránya alacsony.
7. A nagy aszimmetriát mutató észlelésekkel csak a Chiang–Goldreich hőmérsékletprofil konzisztens. Ezen modellekben ugyanis az aszimmetria kis viszkozitás mellett (lásd a megelőző pontot) is jelentős marad, ellentétben a feketetest hőmérsékletprofilt alkalmazó modellekkel.
8. A korongok precessziós periódusa elsődlegesen viszkozitásuktól és oldalarányuktól függ. A bolygó kezdeti excentricitása és szétesési sebessége nincs befolyással a precesszió időskálájára. A jelen dolgozatban megvizsgált modellek precessziós periódusa 17,35 és 412,42 nap közöttinek adódott. A megfigyelésekkel konzisztens, éves, illetve évtizedes időskálájú precessziót csak a $h \leq 0,02$ oldalarányú korongot feltételező modellek képesek reprodukálni.

Végezetül szeretném kiemelni, hogy az itt bemutatott kutatás eredményei alapján az észlelésekkel konzisztens, több évtizedes időskálán fennmaradó, periodikus csúcs-cserét mutató Ca II aszimmetriát alacsony viszkozitású gáz ($\alpha \leq 0,01$), és szintén évtizedes időskálán széteső, excentrikus pályán keringő bolygó ($T_{\text{dis}} \geq 3$ év, $e > 0$) magyarázhatja.

A témában további kutatómunkát tervezek, amely kitér a nem lokálisan hidrodinamikai modellek alkalmazására. Ezen túlmenően modellezni fogom a lassan széteső bolygók fedéseit. Meg fogom vizsgálni egy, a rendszerben jelen lévő óriásbolygó által okozott perturbációk hatását. Az itt bemutatott vizsgálatot az Astronomy & Astrophysics folyóiratban fogom publikálni, mely kézirat bírálólat alatt áll (Fröhlich & Regály 2024).

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Családomnak - Anyának, Apának, Csabinak, Maminak -, akik életet adtak
és az életüket adnák.

Barátaimnak - Esztinek, Sassinak -, akik örökön bíztak és bíztattak.
Zsoltnak, aki az Égig emelt és megtanított Látni.

Fény vagytok a sötétségben.
Értetek ég a Láng.

Sic itur ad astra.

További köszönettel tartozom a Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetének, hogy demonstrátori program keretében lehetőséget adott kutatómunkám elvégzéséhez. Valamint köszönet illeti Molnár László KKP-137523 Élvonal pályázatát, amely 2023. szeptemberétől finansziális támogatásban részesített. Jelen dolgozat a Kulturális és Innovációs Minisztérium ÚNKP-23-2 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával készült.



FÜGGELÉK: SAJÁT EREDMÉNYEK

A dolgozat fő kérdése: szennyezett légkörű fehér törpék körüli gázkorongok, valamint a bennük létrejövő Ca II emissziós triplet vonalak aszimmetriájának magyarázata a Roche-sugáron excentrikus pályán széteső bolygók modellezésével.

A dolgozat részkérdései:

- Magyarázhatja-e a gázkorong excentricitását egy excentrikus pályán keringő bolygó szétesése?
- A korong fejlődésének mely fázisában figyelhető meg egyidejűleg a fehér törpe fémszennyezettsége és a Ca II triplet aszimmetriája egyidejűleg?
- Mennyi ideig látható aszimmetrikus Ca II jel?
- Magyarázható-e a Ca II aszimmetria periodikus változása a gázkorong precessziójával?
- A fenti jelenségek időskálája hogyan viszonyul az eddigi megfigyelésekhez?
- A szintetikus Ca II vonalprofilok összevetése az észlelésekkel.

Alkalmazott módszerek:

- A bolygó szétesése által létrehozott korong sűrűség- illetve sebességterének modellezése GFARGO2 kétdimenziós, hengerszimmetrikus, rácsháló-alapú hidrodinamikai szimulációk segítségével.
- Szintetikus Ca II emissziós vonalak kiszámítása optikailag vékony radiatív transzfer modell segítségével (implementálás Python nyelven).
- Az emissziós vonalak morfológiájának analízise és a gázkorongok kiürülési időskálájának kiszámítása.
- A gázkorongok precessziós periódusának megállapítása Fourier-analízis segítségével.

Vizsgálataim eredményei:

- Excentrikus pályán széteső bolygók excentrikus korongokat hoznak létre, melyek retrográd irányban precessálnak. A korongok anyaga a fehér törpére hull, magyarázva az anomális fémtartalmat. A Ca II vonalak aszimmetriáját a korong aszimmetrikus sűrűség- és sebességtere, a csúcsok periodikus felcserélődését a korongok precessziója magyarázza.
- Az aszimmetrikus Ca II vonalprofil a korongképződés késői fázisában keletkezik, amikor a gáz viszkózan szétterült, anyaga pedig elérte a csillag felszínét.
- A vonalcentrum eltolódik a korongok excentrikusságának következtében.
- A bolygó kezdeti excentricitása nem befolyásolja a vonalaszimmetria mértékét.
- A vonalak szélessége feketetest hőmérséklet-profil esetén $\leq 1153 \text{ km s}^{-1}$, míg Chiang–Goldreich hőmérsékletprofil használva $\leq 2285 \text{ km s}^{-1}$.
- A vizsgált modellek precessziós periódusa 17-412 nap. A megfigyelésekkel konzisztens, éves, illetve évtizedes időskálájú precessziót csak a $h \leq 0,02$ oldalirányú korongot feltételező modellekkel reprodukálható.
- A aszimmetrikus Ca II-triplet, csak akkor figyelhető meg évtizedeken át, ha a bolygó ezzel összemérhető időskálán esik szét és a korong viszkozitása alacsony ($\alpha \leq 0,01$), illetve oldaliránya $h \leq 0,02$.
- Jelen modell az irodalomban elsőként képes az észlelésekkel konzisztensen, egyidejűleg megmagyarázni a Ca II vonal aszimmetriájának több éves fennmaradását, illetve a fehér törpe fémszennyezettségét.
- A vizsgálat eredményeit az Astronomy & Astrophysics folyóiratban publikáltam, a kézirat a dolgozat beadásakor bírálat alatt áll (Fröhlich & Regály 2024).

HIVATKOZÁSOK

- Barrow, J. D. & Tipler, F. J. 1986, Oxford: Clarendon Press, 1986
- Bergfors, C., Farihi, J., Dufour, P., és mtsai. 2014, Monthly Notices of the RAS, 444, 2147.
- Bhatt, H. C. 1985, Astronomy and Astrophysics, 146, 363
- Bolton, C. T. 1970, The Astrophysical Journal, 161, 1187.
- Bonsor, A., Mustill, A. J., & Wyatt, M. C. 2011, Monthly Notices of the RAS, 414, 930.
- Casewell, S. L., Dobbie, P. D., Napiwotzki, R., és mtsai. 2009, Monthly Notices of the RAS, 395, 1795.
- Cauley, P. W., Farihi, J., Redfield, S., és mtsai. 2018, Astrophysical Journal, Letters, 852, L22.
- Chandrasekhar, S. 1994, Journal of Astrophysics and Astronomy, 15, 105.
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, The Astrophysical Journal, 490, 368.
- Croll, B., Dalba, P. A., Vanderburg, A., és mtsai. 2017, The Astrophysical Journal, 836, 82.
- Debes, J. H. & Sigurdsson, S. 2002, The Astrophysical Journal, 572, 556.
- Debes, J. H., Kilic, M., Faedi, F., és mtsai. 2012, The Astrophysical Journal, 754, 59.
- Debes, J. H., Walsh, K. J., & Stark, C. 2012, The Astrophysical Journal, 747, 148.
- Dennihiy, E., Clemens, J. C., Dunlap, B. H., és mtsai. 2018, The Astrophysical Journal, 854, 40.
- Dennihiy, E., Xu, S., Lai, S., és mtsai. 2020, The Astrophysical Journal, 905, 5.
- Dionatos, O. 2015, European Physical Journal Web of Conferences, 102, 00008.
- Dionatos, O. 2015, European Physical Journal Web of Conferences, 102, 00008.
- Dufour, P., Bergeron, P., Liebert, J., és mtsai. 2007, The Astrophysical Journal, 663, 1291.
- Dufour, P., Kilic, M., Fontaine, G., és mtsai. 2010, The Astrophysical Journal, 719, 803.
- Dupuis, J., Vennes, S., & Bowyer, S. 1992, Bulletin of the American Astronomical Society
- Farihi, J., Gänsicke, B. T., Steele, P. R., és mtsai. 2012, Monthly Notices of the RAS, 421, 1635.
- Farihi, J., Koester, D., Zuckerman, B., és mtsai. 2016, Monthly Notices of the RAS, 463, 3186.
- Farihi, J., van Lieshout, R., Cauley, P. W., és mtsai. 2018, Monthly Notices of the RAS, 481, 2601.
- Farihi, J. 2016, New Astronomy Reviews, 71, 9.
- Fontaine, G. & Michaud, G. 1979, The Astrophysical Journal, 231, 826.
- Fortin-Archambault, M., Dufour, P., & Xu, S. 2020, The Astrophysical Journal, 888, 47.
- Frewen, S. F. N. & Hansen, B. M. S. 2014, Monthly Notices of the RAS, 439, 2442.
- Fukui, Y., Torii, K., Ohama, A., és mtsai. 2015, IAU General Assembly
- Gänsicke, B. T., Marsh, T. R., Southworth, J., és mtsai. 2006, Science, 314, 1908.
- Gänsicke, B. T., Marsh, T. R., & Southworth, J. 2007, Monthly Notices of the RAS, 380, L35.
- Gänsicke, B. T., Koester, D., Farihi, J., és mtsai. 2012, Monthly Notices of the RAS, 424, 333.
- Gänsicke, B. T., Aungwerojwit, A., Marsh, T. R., és mtsai. 2016, Astrophysical Journal, Letters, 818, L7.
- Gänsicke, B., Barstow, M., Bonsor, A., és mtsai. 2019, arXiv:1904.04839
- Gänsicke, B. T., Koester, D., Marsh, T. R., és mtsai. 2008, Monthly Notices of the RAS, 391, L103.
- Gänsicke, B. T. 2011, Planetary Systems Beyond the Main Sequence, 1331, 211.
- Gentile Fusillo, N. P., Gänsicke, B. T., & Greiss, S. 2015, Monthly Notices of the RAS, 448, 2260.
- Gentile Fusillo, N. P., Manser, C. J., Gänsicke, B. T., és mtsai. 2021, Monthly Notices of the RAS, 504, 2707.
- Goksu, A., Kutra, T., & Wu, Y. 2023, arXiv:2308.01234.

- González Egea, E., Raddi, R., Koester, D., és mtsai. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 501, 3916.
- Guidry, J. A., Vanderbosch, Z. P., Hermes, J. J., és mtsai. 2021, *The Astrophysical Journal*, 912, 125.
- Hadjidemetriou, J. D. 1963, *Icarus*, 2, 440.
- Hartmann, S., Nagel, T., Rauch, T., és mtsai. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 530, A7.
- Hartmann, S., Nagel, T., Rauch, T., és mtsai. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 571, A44.
- Hartmann, S., Nagel, T., Rauch, T., és mtsai. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 593, A67.
- Hollands, M. A., Koester, D., Alekseev, V., és mtsai. 2017, *Monthly Notices of the RAS*, 467, 4970.
- Horne, K. & Marsh, T. R. 1986, *Monthly Notices of the RAS*, 218, 761.
- Jura, M., Klein, B., Xu, S., és mtsai. 2014, *Astrophysical Journal, Letters*, 791, L29.
- Jura, M. 2003, *Astrophysical Journal, Letters*, 584, L91.
- Jura, M. 2008, *The Astronomical Journal*, 135, 1785.
- Kenyon, S. J. & Bromley, B. C. 2017, *The Astrophysical Journal*, 844, 116.
- Kenyon, S. J. & Bromley, B. C. 2017, *The Astrophysical Journal*, 850, 50.
- Kepler, S. O., Pelisoli, I., Koester, D., és mtsai. 2015, *Monthly Notices of the RAS*, 446, 4078.
- Kepler, S. O., Pelisoli, I., Koester, D., és mtsai. 2016, *Monthly Notices of the RAS*, 455, 3413.
- Kleinman, S. J., Kepler, S. O., Koester, D., és mtsai. 2013, *The Astrophysical Journal, Supplement*, 204, 5.
- Kley, W., Müller, T. W. A., Kolb, S. M., et al. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 546, A99.
- Kobayashi, H., Kimura, H., Watanabe, Si. és mtsai. 2011, *Earth Planet Sp* 63, 1067–1075.
- Koester, D., Rollenhagen, K., Napiwotzki, R., és mtsai. 2005, 14th European Workshop on White Dwarfs, 334, 215
- Koester, D., Gänsicke, B. T., & Farihi, J. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 566, A34.
- Koester, D. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 498, 517.
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. B. 2005, *VizieR Online Data Catalog*, J/ApJS/156/47
- Lovelock, J. 2003, *Nature*, 426, 769.
- Luhman, K. L., Burgasser, A. J., & Bochanski, J. J. 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, 730, L9.
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *Monthly Notices of the RAS*, 168, 603.
- Malamud, U. & Perets, H. B. 2020, *Monthly Notices of the RAS*, 492, 5561.
- Malamud, U. & Perets, H. B. 2020, *Monthly Notices of the RAS*, 493, 698.
- Malamud, U., Grishin, E., & Brouwers, M. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 501, 3806.
- Manser, C. J., Gänsicke, B. T., Marsh, T. R., és mtsai. 2016, *Monthly Notices of the RAS*, 455, 4467.
- Manser, C. J., Gänsicke, B. T., Koester, D., és mtsai. 2016, *Monthly Notices of the RAS*, 462, 1461.
- Manser, C. J., Gänsicke, B. T., Eggl, S., és mtsai. 2019, *Science*, 364, 66.
- Manser, C. J., Gänsicke, B. T., Gentile Fusillo, N. P., és mtsai. 2020, *Monthly Notices of the RAS*, 493, 2127.
- Masset, F. 2000, *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 141, 165.
- McCann, J., Murray-Clay, R. A., Kratter, K., és mtsai. 2019, *The Astrophysical Journal*, 873, 89.
- McMillan, P. J. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 414, 2446.
- Melis, C., Jura, M., Albert, L., és mtsai. 2010, *The Astrophysical Journal*, 722, 1078.
- Melis, C., Dufour, P., Farihi, J., és mtsai. 2012, *Astrophysical Journal, Letters*, 751, L4.
- Melis, C., Klein, B., Doyle, A. E., és mtsai. 2020, *The Astrophysical Journal*, 905, 56.

- Metzger, B. D., Rafikov, R. R., & Bochkarev, K. V. 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 423, 505.
- Murray, N. 2011, *The Astrophysical Journal*, 729, 133.
- Mustill, A. J. & Villaver, E. 2012, *The Astrophysical Journal*, 761, 121.
- Mustill, A. J., Veras, D., & Villaver, E. 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 437, 1404.
- Nixon, C. J., Pringle, J. E., Coughlin, E. R., és mtsai. 2020, arXiv:2006.07639.
- Nordhaus, J. & Spiegel, D. S. 2013, *Monthly Notices of the RAS*, 432, 500.
- O'Connor, C. E. & Lai, D. 2020, *Monthly Notices of the RAS*, 498, 4005.
- Owen, J. E., Murray-Clay, R. A., Schreyer, E., és mtsai. 2023, *Monthly Notices of the RAS*, 518, 4357.
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., és mtsai. 1986, *The Astrophysical Journal*, Supplement, 61, 197.
- Payne, M. J., Veras, D., Holman, M. J., és mtsai. 2016, *Monthly Notices of the RAS*, 457, 217.
- Rafikov, R. R. 2011, *Astrophysical Journal*, Letters, 732, L3.
- Rafikov, R. R. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 416, L55.
- Rappaport, S., Gary, B. L., Kaye, T., és mtsai. 2016, *Monthly Notices of the RAS*, 458, 3904.
- Redfield, S., Farihi, J., Cauley, P. W., és mtsai. 2017, *The Astrophysical Journal*, 839, 42.
- Regály, Z., Kiss, L., Sándor, Z., és mtsai. 2011, *The Astrophysics of Planetary Systems: Formation, Structure, and Dynamical Evolution*, 276, 50.
- Regály, Z., Juhász, A., Sándor, Z., és mtsai. 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 419, 1701.
- Regály, Z., Király, S., & Kiss, L. L. 2014, *Astrophysical Journal*, Letters, 785, L31.
- Regály, Z. 2020, *Monthly Notices of the RAS*, 497, 5540.
- Regály, Z., Kadam, K., & Dullemond, C. P. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 506, 2685.
- Regály, Z., Fröhlich, V., & Vinkó, J. 2022, *The Astrophysical Journal*, 941, 121.
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., és mtsai. 2003, *The Astrophysical Journal*, 595, 1009.
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astronomy and Astrophysics*, 24, 337.
- Sobolenko, M., Berczik, P., Spurzem, R., és mtsai. 2017, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 33, 21.
- Swan, A., Farihi, J., Wilson, T. G., és mtsai. 2020, *Monthly Notices of the RAS*, 496, 5233.
- Tarczay-Nehéz, D., Regály, Z., & Vorobyov, E. 2020, *Monthly Notices of the RAS*, 493, 3014.
- Thorsett, S. E., Arzoumanian, Z., & Taylor, J. H. 1993, *Astrophysical Journal*, Letters, 412, L33.
- Tremblay, P.-E., Ludwig, H.-G., Steffen, M., és mtsai. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 559, A104.
- Trevascus, D., Price, D. J., Nealon, R., és mtsai. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 505, L21.
- van der Marel, N., Dong, R., Pudritz, R., és mtsai. 2019, *Canadian Long Range Plan for Astronomy and Astrophysics White Papers*, 2020, 6.
- van Maanen, A. 1917, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 29, 258.
- Vanderbosch, Z., Hermes, J. J., Dennihy, E., és mtsai. 2020, *The Astrophysical Journal*, 897, 171.
- Vanderburg, A., Johnson, J. A., Rappaport, S., és mtsai. 2015, *Nature*, 526, 546.
- Vanderburg, A., Rappaport, S. A., Xu, S., és mtsai. 2020, *Nature*, 585, 363.
- Veras, D. 2016, *Royal Society Open Science*, 3, 150571.
- Veras, D. & Gänsicke, B. T. 2015, *Monthly Notices of the RAS*, 447, 1049.
- Veras, D. & Wolszczan, A. 2019, *Monthly Notices of the RAS*, 488, 153.
- Veras, D., Wyatt, M. C., Mustill, A. J., és mtsai. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 417, 2104.

- Veras, D., Mustill, A. J., Bonsor, A., és mtsai. 2013, Monthly Notices of the RAS, 431, 1686.
- Veras, D., Leinhardt, Z. M., Bonsor, A., és mtsai. 2014, Monthly Notices of the RAS, 445, 2244.
- Veras, D., Leinhardt, Z. M., Eggl, S., és mtsai. 2015, Monthly Notices of the RAS, 451, 3453.
- Veras, D., Mustill, A. J., Gänsicke, B. T., és mtsai. 2016, Monthly Notices of the RAS, 458, 3942.
- Veras, D., Ida, S., Grishin, E., és mtsai. 2023, Monthly Notices of the RAS, 524, 1.
- Wiese, W. L., Smith, M. W., Miles, B. M., Atomic Transition Probabilities Volume II, Sodium Through Calcium, A Critical Data Compilation, 1969
- Wilson, D. J., Gänsicke, B. T., Koester, D., és mtsai. 2014, Monthly Notices of the RAS, 445, 1878.
- Wilson, D. J., Gänsicke, B. T., Koester, D., és mtsai. 2015, Monthly Notices of the RAS, 451, 3237.
- Xu, S., Jura, M., Dufour, P., és mtsai. 2016, Astrophysical Journal, Letters, 816, L22.
- Zuckerman, B., Koester, D., Reid, I. N., és mtsai. 2003, The Astrophysical Journal, 596, 477.
- Zuckerman, B., Koester, D., Melis, C., és mtsai. 2007, The Astrophysical Journal, 671, 872.
- Zuckerman, B., Melis, C., Klein, B., és mtsai. 2010, The Astrophysical Journal, 722, 725.